



FACHBEREICH PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT
GESAMTHOCHSCHULE WUPPERTAL

**Bestimmung des
elektroschwachen Mischungswinkels $\sin^2\theta_{\text{lept}}^{\text{eff}}$
aus der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie
von c - und b -Quarks**

**Rekonstruktion von D -Meson Zerfällen bei Energien
im Bereich der Z -Resonanz**

**Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades
von
Thomas W. Brenke**

WUB-DIS 98–17
Dezember 1999

Abstract

The forward-backward asymmetries of c - and b -quarks is determined from a combined analysis of several D meson decay modes. The analysis is based on the data taken with the DELPHI detector at LEP in the years 1992 to 1995 at energies around the Z resonance. The heavy quark is tagged by the exclusive reconstruction of nine different D meson decay modes. Using a combined fit in the variables of the scaled energy of the D meson X_E , a transformed b_{tag} variable \mathcal{P}_{ev} and the production angle $Q \cdot \cos \theta_{Th}$ of the D meson a simultaneous determination of the forward-backward asymmetries of c - and b -quarks is performed. The forward-backward asymmetries of c - and b -quarks at the Z resonance are determined to be:

$$\sqrt{s} = 89.434 \text{ GeV}$$

$$A_{FB}^c = -0.0496 \pm 0.0368 \text{ (stat)} \pm 0.0053 \text{ (syst)}$$

$$A_{FB}^b = 0.0567 \pm 0.0756 \text{ (stat)} \pm 0.0117 \text{ (syst)}$$

$$\sqrt{s} = 91.235 \text{ GeV}$$

$$A_{FB}^c = 0.0659 \pm 0.0094 \text{ (stat)} \pm 0.0035 \text{ (syst)}$$

$$A_{FB}^b = 0.0762 \pm 0.0194 \text{ (stat)} \pm 0.0085 \text{ (syst)}$$

$$\sqrt{s} = 92.990 \text{ GeV}$$

$$A_{FB}^c = 0.1180 \pm 0.0318 \text{ (stat)} \pm 0.0062 \text{ (syst)}$$

$$A_{FB}^b = 0.0882 \pm 0.0633 \text{ (stat)} \pm 0.0122 \text{ (syst)}$$

The combination of these results leads to an effective electroweak mixing angle of:

$$\sin^2 \theta_{\text{lept}}^{\text{eff}} = 0.2332 \pm 0.0016.$$

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik	3
1.1 Die starke Wechselwirkung	3
1.2 Die elektroschwache Wechselwirkung	4
1.3 Vorhersagen für die e^+e^- -Annihilation im Bereich der Z -Resonanz	7
1.4 Strahlungskorrekturen zur Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie	9
1.4.1 QED-Korrekturen	10
1.4.2 Schwache Korrekturen	11
1.4.3 QCD-Korrekturen	13
2 Die Erzeugung schwerer Hadronen in der e^+e^--Annihilation	15
2.1 Perturbative Partonmodelle	16
2.2 Hadronisierung	17
2.3 Schwere Hadronen	21
2.4 Mischung im $B^0 - \bar{B}^0$ -System	23
2.4.1 Die effektive Mischung χ_{eff} in $b \rightarrow D$ -Zerfällen	23
3 Das Experiment	27
3.1 Der LEP-Beschleuniger	27
3.2 Der DELPHI-Detektor	28
3.2.1 Das System der Teildetektoren	30
3.2.2 Die Datennahme	33
3.2.3 Die Datenverarbeitung	34

4	Selektion hadronischer Ereignisse	39
5	Die Methoden zur Teilchenidentifikation	45
5.1	Messung der Cherenkov-Strahlung im RICH	45
5.2	Messung der spezifischen Ionisation in der TPC	50
5.3	Kombination der RICH- und TPC-Messungen	54
5.4	Rekonstruktion von neutralen Pionen	54
5.5	Identifikation von Myonen und Elektronen	56
6	Identifikation von b-Quarks	59
6.1	Methode mit einer Diskriminanzvariablen	59
6.2	Methode mit mehreren Diskriminanzvariablen	61
7	Rekonstruktion von D-Mesonen	67
7.1	Selektions- und Rekonstruktionsmethoden	69
7.1.1	Vorselektion der Spur- und D -Meson-Kandidaten	69
7.1.2	Rekonstruktion des D -Vertex	71
7.1.3	Selektion der D -Mesonen	73
7.2	Ergebnisse der Rekonstruktion	76
8	Die Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie A_{FB}	83
8.1	Anpassungsverfahren zur Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie A_{FB}	85
8.1.1	Methode zur Messung von A_{FB} auf dem Pol der Z -Resonanz . . .	87
8.1.2	Methode zur Messung von A_{FB} an den Flanken der Z -Resonanz . .	99
8.2	QCD-Korrekturen	101
8.3	Systematische Unsicherheiten	102
9	Resultate und Interpretation	111
9.1	Die Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie	111
9.2	Der effektive Mischungswinkel $\sin^2\theta_{\text{lept}}^{\text{eff}}$	124
10	Zusammenfassung	127
	Abbildungsverzeichnis	129

Tabellenverzeichnis	132
Literaturverzeichnis	134

Einleitung

Als eines der weltweit bedeutendsten Zentren der Hochenergiephysik bietet das europäische Kernforschungszentrum CERN bei Genf eine Vielzahl von Experimenten die Gelegenheit, verschiedenste Themen aus dem Bereich der Teilchenphysik zu untersuchen. Das von seinen Ausmaßen größte sowie von der Mitarbeiterbeteiligung umfangreichste Projekt am CERN ist der große Elektron–Positron–Beschleuniger LEP. Seit seiner Fertigstellung im Jahre 1989 haben die präzisen Messungen der vier LEP–Experimente die Resultate aus weiten Bereichen der e^+e^- –Annihilation in beeindruckender Weise dominiert. In der LEP–I–Periode wurde bis 1995 bei Energien im Bereich der Z –Masse eine Vielzahl der Vorhersagen der zugrundeliegenden Theorie, des Standardmodells der Elementarteilchenphysik, in bisher unerreichter Genauigkeit überprüft.

Die in dieser Arbeit behandelte Analyse rekonstruierter D –Mesonen bietet den Zugang zum elektroschwachen Teilbereich des Standardmodells. D –Mesonen beinhalten das zweit-schwerste bei LEP–Energien direkt erzeugbare Quark, das Charm–Quark. Sie liefern damit einen direkten Hinweis auf primär erzeugte schwere Quarks und ermöglichen die Bestimmung fundamentaler Parameter der elektroschwachen Theorie.

Die hohe Qualität der DELPHI–Daten der LEP I–Periode in der endgültigen Prozessierung und die weiterentwickelten Methoden (z.B. der Teilchenidentifikation) ermöglichen, die bisherigen Analysemethoden zu optimieren, um die Messung mit maximaler Präzision durchführen zu können. Die Qualität der Prozessierung mußte dazu noch weiter verbessert werden, wodurch ein optimaler Datensatz entstand, der die Basis der D –Meson–Analysen innerhalb der DELPHI–Kollaboration bildet.

Neben der eingehenden Beschreibung der D –Meson–Rekonstruktion, sowie der zur Bestimmung der physikalischen Meßgrößen verwendeten Analysetechniken, wird eine detaillierte Diskussion der möglichen Unsicherheiten der Resultate gegeben. Weiterhin werden die Ergebnisse der Messung mit den aktuellen Resultaten verschiedener Analysen verglichen und im Rahmen der Vorhersagen des Standardmodells interpretiert.

1

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Die fundamentalen Bausteine der Materie und die zwischen ihnen wirkenden Kräfte werden nach dem heutigen Verständnis vom Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschrieben. In diesem Modell wird die Wechselwirkung zwischen den fundamentalen Bausteinen, den Quarks und Leptonen, durch den Austausch von Eichbosonen realisiert. Die Dynamik der Wechselwirkung ergibt sich aus der Forderung nach Invarianz der Lagrange-dichte unter lokaler Eichtransformation in der zugrundeliegenden Symmetriegruppe. Dabei wird zwischen vier fundamentalen Wechselwirkungen unterschieden: der Gravitation, der elektromagnetischen, der starken und der schwachen Wechselwirkung. Aufgrund der im Vergleich mit den anderen Wechselwirkungen nur schwachen Kopplung wird in der Elementarteilchenphysik die Gravitation, für die noch keine konsistente quantentheoretische Formulierung existiert, nicht berücksichtigt.

Die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung können in der elektroschwachen Theorie vereinheitlicht werden. Zusammen mit der Theorie der starken Wechselwirkung wird die elektroschwache Wechselwirkung im Standardmodell der Elementarteilchen beschrieben.

1.1 Die starke Wechselwirkung

Für die starke Wechselwirkung gilt die Quantenchromodynamik (QCD) heute als die fundamentale Theorie. Ihr liegt als Eichgruppe die $SU(3)_C$ zugrunde. Im Rahmen dieser Theorie besitzt jedes Quark drei Freiheitsgrade; man spricht davon, daß jedes Quark in drei verschiedenen Farben vorkommt. Als Folge der zugrundeliegenden Symmetriegruppe ergeben sich acht verschiedene Eichbosonen, die masselosen Gluonen. Diese Austauschbosonen tragen aufgrund der nicht-abelschen Struktur der $SU(3)_C$ selbst Farbe, so daß neben der Quark-Gluon- auch die Gluonselfkopplung existiert. Die daraus resultierenden fun-

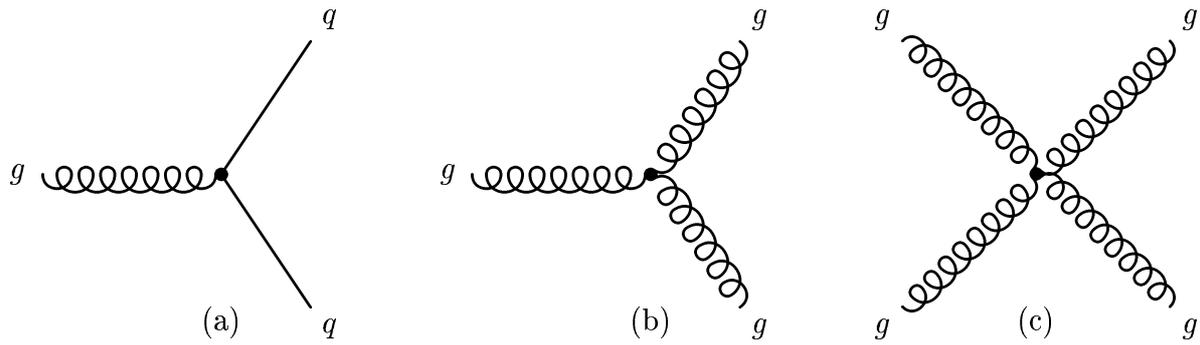


Abbildung 1.1: Die fundamentalen Vertizes der QCD: (a) Quark–Gluon–Kopplung, (b) Tripel–Gluon–Vertex, (c) Vier–Gluon–Vertex.

damentalen Vertizes der QCD sind in Abbildung 1.1 dargestellt. Diese charakteristische Eigenschaft für nicht-abelsche Symmetriegruppen führt dazu, daß die Kopplungskonstante α_s der QCD mit zunehmender Energie abnimmt. Daraus ergibt sich, daß bei kleinen Energien, d.h. bei großen Abständen, die im Farbfeld zwischen den Quarks gespeicherte Energie ausreicht, um weitere Quark–Antiquark–Paare zu erzeugen. Dadurch wird realisiert, daß räumlich isoliert immer nur farbneutrale gebundene Zustände auftreten (Confinement). Weiterhin ergibt sich, daß bei großen Energien, d.h. bei kleinen Abständen, die Quarks sich wie quasi-freie Teilchen verhalten. Dieser Zustand wird als asymptotische Freiheit bezeichnet.

Die störungstheoretische Beschreibung der physikalischen Meßgrößen der QCD in Abhängigkeit des Entwicklungsparameters α_s beruht auf der Anwendung der Feynmanregeln. Dieser perturbative Ansatz ist unterhalb einer Energieschwelle von etwa 1 GeV nicht mehr anwendbar, da dann die Voraussetzung einer kleinen Kopplungskonstanten α_s nicht mehr erfüllt ist. Zusätzlich verhindert die Komplexität der Kopplungen der QCD aufgrund der Gluon-Selbstkopplung die vollständige Berechnung der höheren Ordnungen. So ist das differentielle Matrixelement der Reaktion $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$ bis heute nur bis zur zweiten Ordnung¹ berechnet worden. Für den Vorgang der Hadronisierung, d.h. für den Übergang vom initialen Quark–Antiquark–Paar zum hadronischen Endzustand, ist eine perturbative Beschreibung prinzipiell nicht möglich. Dieser Übergang wird nur durch phänomenologische Modelle beschrieben.

1.2 Die elektroschwache Wechselwirkung

Unter Verwendung der Symmetriegruppe $SU(2)_L \otimes U(1)$ gelang es, die schwache und die elektromagnetische Kraft vereinheitlicht durch die elektroschwache Wechselwirkung zu beschreiben. In dem von Glashow, Weinberg und Salam formulierten Modell [1] existieren

¹Für den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt als Summe über alle möglichen hadronischen Endzustände existiert eine Berechnung bis $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$.

Generation			Quantenzahlen			
1	2	3	$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y$	I	I_3	Y
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	0 -1	1/2	1/2 -1/2	-1 -1
$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	2/3 -1/3	1/2	1/2 -1/2	1/3 1/3
e_R	μ_R	τ_R	-1	0	0	-2
u_R	c_R	t_R	2/3	0	0	4/3
d'_R	s'_R	b'_R	-1/3	0	0	-2/3

Tabelle 1.1: Die Quantenzahlen der fundamentalen Fermionen des Standardmodells: Die elektrische Ladung Q , der schwache Isospin I und die Hyperladung Y . Die Isospineigenzustände d', s', b' ergeben sich über die Transformation aus Gleichung 1.8 aus den Masseneigenzuständen d, s, b .

vier masselose Eichfelder W_μ^i , $i = 1, 2, 3$ und B_μ als Austauscheteilchen der elektroschwachen Kräfte. Das Triplet W_μ^i koppelt dabei mit der Stärke g an den schwachen Isospin I , wobei das Isospin-Singulett B_μ an die Hyperladung Y mit der Kopplungskonstanten g' koppelt. Die fundamentalen Fermionen, deren Wechselwirkung durch die Eichfelder vermittelt werden, sind in Tabelle 1.1 zusammengefasst. Für die $SU(2)_L$ nehmen nur die linkshändigen Fermionen an der Wechselwirkung teil.

Entgegen der Vorhersage für die masselosen Bosonen W_μ^i und B_μ findet man in der Natur die Kombination aus drei massiven und einem masselosen Austauscheteilchen. Führt man in die Theorie als einfachsten Ansatz ein skalares Feld mit der Besonderheit eines nicht verschwindenden Vakuumerwartungswertes v ein, so kann über den Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung den Bosonen eine Masse zugeordnet werden. Die Fermionen bleiben dabei zunächst masselos. Durch die Einführung von Yukawa-Kopplungen an das Higgs-Boson kann den Fermionen die Masse zugeordnet werden. Aus den Linearkombinationen der vier Eichfelder W_μ^i und B_μ ergeben sich die physikalisch beobachtbaren

Teilchen:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp i W_\mu^2) \quad (1.1)$$

$$Z_\mu = W_\mu^3 \cos\theta_W - B_\mu \sin\theta_W \quad (1.2)$$

$$A_\mu = W_\mu^3 \sin\theta_W + B_\mu \cos\theta_W. \quad (1.3)$$

Der hier eingeführte schwache Mischungswinkel θ_W (Weinberg Winkel) ist über die Kopplungen g und g' definiert:

$$\sin\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \cos\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (1.4)$$

Das Austauscheteilchen A_μ bleibt masselos und entspricht dem beobachtbaren Vermittler der elektromagnetischen Wechselwirkung, dem Photon. Die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Kraft ergibt sich zu:

$$e = \frac{g g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = g \sin\theta_W = g' \cos\theta_W. \quad (1.5)$$

Das Z - und die W^\pm -Bosonen erhalten die Massen:

$$M_W = \frac{g v}{2} = \frac{e v}{2 \sin\theta_W} \quad (1.6)$$

$$M_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} = \frac{e v}{2 \sin\theta_W \cos\theta_W} = \frac{M_W}{\cos\theta_W}. \quad (1.7)$$

Dabei ist v der Vakuumerwartungswert des Higgsfeldes. Drei der vier Freiheitsgrade des Higgsfeldes werden dabei in den longitudinalen Freiheitsgraden der Eichbosonen absorbiert, so daß ein neutrales Higgsboson H^0 in der Theorie verbleibt. Die Masse M_H ist ein freier Parameter der Theorie und muß der Messung entnommen werden. Der direkte experimentelle Nachweis konnte bisher nicht geliefert werden, wobei indirekte Suchen bei LEP als untere Massengrenze $M_H > 95, 2 \text{ GeV}$ liefern [2].

Für die Quarks aus Tabelle 1.1 zeigt sich, daß entgegen der Situation bei den Leptonen die schwachen Isospin- und Masseneigenzustände für down-artige Quarks (d, s, b) einander nicht entsprechen. Im Falle von masselosen Neutrinos wird für die Leptonen dieser Unterschied verhindert. Mit Hilfe der unitären Transformation V_{CKM} lassen sich für die Quarks die Isospineigenzustände (d', s', b') aus den Masseneigenzuständen (d, s, b) bestimmen:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (1.8)$$

Die unitäre 3×3 Matrix V_{CKM} (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix) enthält vier freie Parameter; in der Wolfensteinparametrisierung sind dies drei Winkel und eine komplexe

Phase. Die aktuellen Resultate des Neutrino-Experimentes Super-Kamiokande [3] ergeben massive Neutrinos. In diesem Fall würde analog zu den Quarks eine Transformation zwischen den Eigenzuständen für die Leptonen existieren.

Zusammenfassend enthält das Standardmodell der Elementarteilchen mit der Annahme von masselosen Neutrinos 18 freie Parameter, d.h. Werte, die experimentell bestimmt werden müssen und nicht von der Theorie vorhergesagt werden. Die Kenntnis dieser Parameter erlaubt dann die Vorhersage der elektroschwachen Observablen. Im Bereich der elektroschwachen Theorie können folgende Parameter gewählt werden:

- neun Massen für die Leptonen und Quarks.
- vier Parameter aus der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix.
- die Masse M_H des Higgs-Teilchens als Vertreter des verbleibenden Freiheitsgrades aus dem Higgs-Sektor.
- eine Wechselwirkungskonstante wie z.B. die Feinstrukturkonstante $\alpha = e^2/2\pi$.
- zwei Massen für die Z - und W -Bosonen.

Da die Fermi-Konstante G_F aus der Lebensdauer des Myons mit einer größeren Genauigkeit bestimmt wird als M_W aus direkten Messungen, wird statt M_W G_F über die Beziehung

$$M_W^2 = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_F \sin^2 \theta_W} \quad (1.9)$$

als weiterer Parameter verwendet.

Zusätzlich ergibt sich für den QCD-Bereich der Theorie als freier Parameter die starke Kopplungskonstante α_s .

1.3 Vorhersagen für die e^+e^- -Annihilation im Bereich der Z -Resonanz

Der primäre Prozeß der e^+e^- -Annihilation in zwei Endzustandsfermionen ist in erster Ordnung in Abbildung 1.2 dargestellt. Bei einer Schwerpunktenenergie im Bereich der Z -Masse wird der Prozeß im wesentlichen durch den Austausch eines Z -Bosons realisiert. Für den Prozeß mit einem e^+e^- -Paar als Endzustandsfermionen tritt zusätzlich der Graph im t -Kanal (Abbildung 1.2a) auf. Im folgenden wird dieser Prozeß jedoch nicht weiter berücksichtigt, da sich die vorliegende Analyse auf die Untersuchung von Ereignissen mit Quarks als Endzustandsfermionen konzentriert.

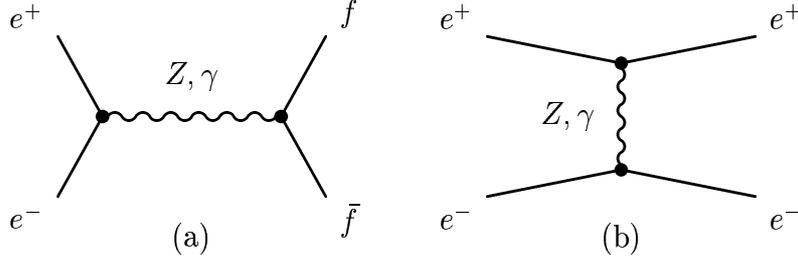


Abbildung 1.2: Der Feynmangraph zum Prozeß $e^+e^- \rightarrow Z, \gamma \rightarrow f\bar{f}$ in niedrigster Ordnung (a). Im Fall eines e^+e^- -Paares im Endzustand muß zusätzlich der Beitrag aus dem t -Kanal (b) berücksichtigt werden.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{f\bar{f}}/d\Omega$ für die Produktion eines Fermionpaares $f\bar{f}$ in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} ergibt sich für unpolarisierte einlaufende Teilchenstrahlen in niedrigster Ordnung zu:

$$\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} N_C^f \sqrt{1-4\mu_f} \left[G_1(s) \cdot (1 + \cos^2 \theta) + G_3(s) \cdot 2 \cos \theta \cdot \sqrt{1-4\mu_f} + G_2(s) \cdot \sin^2 \theta \cdot 4\mu_f \right] \quad (1.10)$$

mit

$$\begin{aligned} G_1(s) &= \underbrace{Q_e^2 Q_f^2}_{\text{reiner } \gamma\text{-Austausch}} + 2Q_e Q_f v_e v_f \operatorname{Re}\chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2 - 4\mu_f a_f^2) |\chi_0(s)|^2 \\ G_2(s) &= \underbrace{Q_e^2 Q_f^2}_{\text{reiner } \gamma\text{-Austausch}} + 2Q_e Q_f v_e v_f \operatorname{Re}\chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2) v_f^2 |\chi_0(s)|^2 \\ G_3(s) &= \underbrace{2Q_e Q_f a_e a_f \operatorname{Re}\chi_0(s)}_{\gamma\text{-Z-Interferenz}} + \underbrace{4v_e a_e v_f a_f |\chi_0(s)|^2}_{\text{reiner Z-Austausch}} \end{aligned}$$

$$N_C^f = \text{Farbfaktor, } N_C^f = 1 \text{ für Letonen, } N_C^f = 3 \text{ für Quarks}$$

$$\mu_f = m_f^2/s \text{ mit } m_f = \text{Fermionmasse}$$

$$\theta = \text{Streuwinkel zwischen einlaufendem Elektron und auslaufendem Fermion}$$

Dabei entsprechen Terme, die nur von der Fermionladung Q_f abhängig sind, dem reinen γ -Austausch, von $|\chi_0(s)|^2$ abhängige Terme, dem reinen Z -Austausch und jene, die proportional zu $\operatorname{Re}\chi_0(s)$ sind, der Interferenz zwischen γ und Z .

Weiterhin sind der Z -Propagator

$$\chi_0(s) = \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z^0} \quad (1.12)$$

mit der totalen Zerfallsbreite

$$\Gamma_Z^0 = \sum_f N_C^f \frac{\alpha}{3} M_Z \sqrt{1-4\mu_f} (v_f^2(1+2\mu_f) + a_f^2(1-4\mu_f)) \quad (1.13)$$

und die Vektor- und Axialvektorkopplungen des Z -Bosons an die Fermionen

$$v_f = \frac{I_3^f - 2 \sin^2 \theta_W Q_f}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W}, \quad a_f = \frac{I_3^f}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \quad (1.14)$$

enthalten.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt aus Gleichung 1.10 enthält neben zwei Anteilen, die eine Symmetrie in bezug auf den Produktionswinkel θ besitzen, einen Anteil ($\sim G_3$), der eine Asymmetrie in der Polarwinkelverteilung des produzierten $f\bar{f}$ -Paares erzeugt. Diese Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie A_{FB} ist definiert durch die totalen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{F(B)}$ falls das Fermion in Vorwärts- (F) oder Rückwärtsrichtung (B) produziert wird:

$$A_{FB}^f = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B}, \quad \sigma_{F(B)} = 2\pi \int_{0(-1)}^{1(0)} d(\cos \theta) \frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} \quad (1.15)$$

Die Vorwärtsrichtung für das Fermion im Endzustand entspricht dabei der Flugrichtung des initialen Elektrons. Unter Verwendung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma_{f\bar{f}}/d\Omega$ aus Gleichung 1.10 mit der Näherung kleiner Fermionmassen ($m_f/M_Z \ll 1$) und der Vernachlässigung der Terme $(\Gamma_Z/M_Z)^2$ aus dem γ -Austausch ergibt sich für die Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie:

$$A_{FB}^f(M_Z^2) = \frac{3}{4} A_e A_f \quad \text{mit} \quad A_f = \frac{2 v_f a_f}{v_f^2 + a_f^2} = \frac{2(1 - 4 |Q_f| \sin^2 \theta_W)}{1 + (1 - 4 |Q_f| \sin^2 \theta_W)^2}. \quad (1.16)$$

Es zeigt sich, daß die Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie von den Axialvektor- und Vektor- kopplungen abhängig ist und somit die Messung von A_{FB} eine Bestimmung des schwachen Mischungswinkels θ_W zuläßt.

1.4 Strahlungskorrekturen zur Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie

Die in Kapitel 1.3 vorgestellten Ergebnisse für die Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie gelten nur in niedrigster Ordnung der Störungsentwicklung, dem sogenannten Born-Niveau. Die erreichbare experimentelle Genauigkeit bei der Bestimmung von A_{FB} für c - und b -Quarks erfordern die Berücksichtigung von Korrekturen aus höheren Ordnungen zu diesem Niveau. Diese Strahlungskorrekturen können eingeteilt werden in:

- elektromagnetische Korrekturen
- schwache Korrekturen
- starke Korrekturen

Die einzelnen Komponenten der verschiedenen Korrekturen können unabhängig voneinander angewendet werden, um die gemessene Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie A_{FB}^f auf die Pol–Asymmetrie $A_{FB}^{f,0}$ zu korrigieren. Die einzelnen Anteile für c - und b -Quarks sind in Tabelle 1.2 angegeben, wobei sich die Pol–Asymmetrie ergibt zu:

$$A_{FB}^{f,0} = A_{FB}^f + \sum \Delta A_{FB}^f. \quad (1.17)$$

Die Beschreibung der Beiträge zu den einzelnen Korrekturen sind in den folgenden Abschnitten dargelegt. Die numerischen Werte für die QCD–Korrekturen sind stark abhängig von den speziellen Analysemethoden und werden in den Kapiteln 1.4.3 und 8.2 angegeben. Eine detaillierte Beschreibung zu der Methode der Strahlungskorrekturen und deren Auswirkungen auf die physikalischen Observablen ist [4] zu entnehmen.

	ΔA_{FB}^c	ΔA_{FB}^b
$\sqrt{s}=M_Z$	−0.0034	−0.0013
QED	+0.0104	+0.0041
$\gamma, \gamma Z$	−0.0008	−0.0003
Gesamt	+0.0062	+0.0025

Tabelle 1.2: Die verschiedenen Anteile der Strahlungskorrekturen zur Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie von c - und b -Quarks unter Verwendung der Vorhersage von ZFITTER. Die Korrektur von der Schwerpunktenenergie $\sqrt{s}=91.235$ GeV auf die Z -Masse $\sqrt{s}=M_Z$ ist ebenfalls angegeben.

1.4.1 QED–Korrekturen

Für die QED–Korrekturen werden zusätzliche Graphen berücksichtigt, bei denen reelle oder virtuelle Photonen abgestrahlt werden. In Abbildung 1.3 sind beispielhaft die Graphen für die Abstrahlung im Anfangs- bzw. Endzustand dargestellt. Es ergeben sich drei Anteile für die QED–Korrekturen:

- Die Photonabstrahlung im Endzustand ergibt eine Korrektur der Form:

$$A_{FB} \rightarrow A_{FB} \left(1 - \frac{3}{4} \frac{\alpha}{\pi} Q_f^2 \right) \quad (1.18)$$

in Abhängigkeit der Fermionladung Q_f . Diese Korrektur ist vernachlässigbar.

- Die Interferenz der Anfangs- und Endzustandsabstrahlung ergibt im Bereich der Z -Resonanz eine Korrektur von der Größenordnung $(\alpha\Gamma_Z)/(\pi M_Z)$ und ist ebenfalls vernachlässigbar.

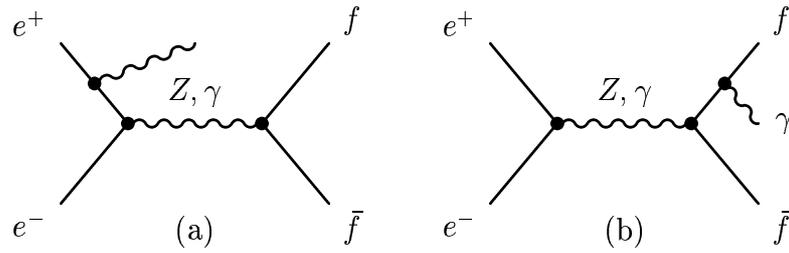


Abbildung 1.3: Feynmangraphen zu QED–Strahlungskorrekturen mit Photonabstrahlung im (a) Anfangszustand und (b) Endzustand.

- Die Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie ist abhängig von der Schwerpunktennergie. Die Photonabstrahlung im Anfangszustand führt zu einer Verringerung der effektiven Schwerpunktennergie und somit zu einer Verringerung der gemessenen Asymmetrie A_{FB} . Mit Hilfe des Programms ZFITTER [5] ergeben sich die Korrekturen auf der Z-Resonanz zu:

$$A_{FB}^c(M_Z) \rightarrow A_{FB}^c(M_Z) + 0.0104 \quad (1.19)$$

$$A_{FB}^b(M_Z) \rightarrow A_{FB}^b(M_Z) + 0.0041 \quad (1.20)$$

Diese Korrektur stellt den wesentlichen Anteil der QED–Korrekturen dar.

1.4.2 Schwache Korrekturen

Die schwachen Korrekturen beinhalten alle nicht–photonischen Korrekturen. Sie teilen sich in die drei in Abbildung 1.4 dargestellten Anteile aus Propagatorkorrekturen, Vertexkorrekturen und Korrekturen aus Box–Diagrammen auf. Die Separation der schwachen von den QED– und QCD–Korrekturen ist nur näherungsweise korrekt, wobei die experimentellen Meßgenauigkeiten noch keine ausreichende Sensitivität auf diese Näherung besitzen.

Durch die in den Abbildungen 1.4 und 1.5 dargestellten Feynmangraphen werden die physikalischen Observablen abhängig von den auftretenden Fermionen und Bosonen. Daraus ergibt sich, daß die schwachen Strahlungskorrekturen eine Sensitivität erzeugen, wie z.B. auf die noch nicht gemessene Higgs–Masse oder auf existierende Teilchenklassen, die nicht im Rahmen des Standardmodells vorhergesagt werden.

Bei der Berücksichtigung höherer Ordnungen der perturbativen Entwicklung ändern sich nicht nur die Vorhersagen für die Observablen, sondern die Relationen zwischen den freien Parametern entsprechen nicht mehr den Beziehungen auf Born–Niveau. Weiterhin treten Divergenzen in den höheren Ordnungen auf. Der Prozeß der Renormierung führt zu einer Absorption dieser Divergenzen, wodurch Observable erzeugt werden, die physikalischen Meßgrößen entsprechen.

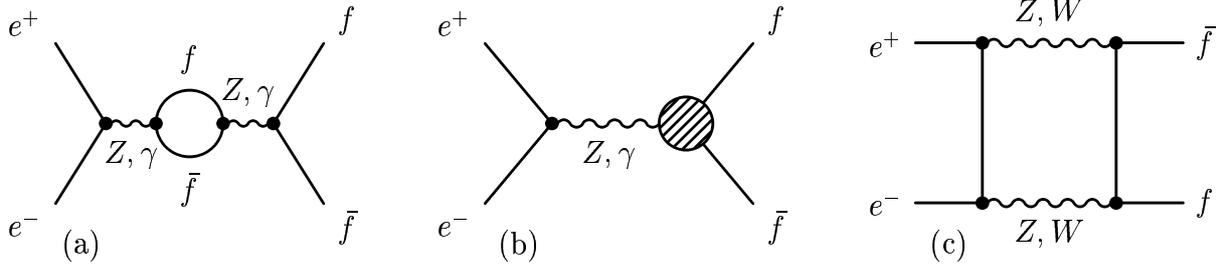


Abbildung 1.4: Feynmangraphen zu schwachen Korrekturen: (a) Propagator-korrekturen, (b) Vertexkorrekturen, (c) Box-Diagramme.

Im „On-Shell“ Renormierungsschema bleibt für den schwachen Mischungswinkel die Definition aus Gleichung 1.6 erhalten:

$$\sin^2\theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \quad (1.21)$$

Die oben genannten Korrekturen beeinflussen allerdings die Parameter α , G_F , M_Z und M_W auf unterschiedliche Weise, so daß die Definition aus Gleichung 1.9 dazu nicht mehr äquivalent ist. Mit der Einführung des allgemeinen Korrekturterms Δr werden die Effekte berücksichtigt, die α , G_F , M_Z und M_W aufgrund der schwachen Korrekturen untereinander verknüpfen:

$$M_W^2 = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_F \sin^2\theta_W} \frac{1}{1 - \Delta r}. \quad (1.22)$$

Dadurch werden u.a. quadratische Abhängigkeiten von der t -Quark Masse bzw. logarithmische Abhängigkeiten von der Higgs-Masse in den physikalischen Observablen induziert.

Unter Vernachlässigung der kleinen Beiträge aus Box-Diagrammen werden durch Einführen von effektiven Kopplungen die Relationen auf Born-Niveau erhalten und die verbleibenden schwachen Korrekturen absorbiert:

$$v_f \rightarrow \bar{v}_f = \sqrt{\rho} \left(I_3^f - 2 Q_f k_f \sin^2\theta_W \right) \quad (1.23)$$

$$a_f \rightarrow \bar{a}_f = \sqrt{\rho} I_3^f. \quad (1.24)$$

Daraus ergibt sich die Definition des effektiven schwachen Mischungswinkels $\sin^2\theta_f^{\text{eff}}$ in Abhängigkeit des Fermions f :

$$\sin^2\theta_f^{\text{eff}} = k_f \sin^2\theta_W. \quad (1.25)$$

Betrachtet man die Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie $A_{FB}^f = 4/3 A_e A_f$ unter Verwendung der effektiven Kopplungen, so zeigt sich, daß sie eine größere Sensitivität auf den elektronischen Anfangszustand als auf den Quark-Endzustand besitzt:

$$A_q \frac{\partial A_e}{\partial \sin\theta_W} \gg A_e \frac{\partial A_q}{\partial \sin\theta_W}. \quad (1.26)$$

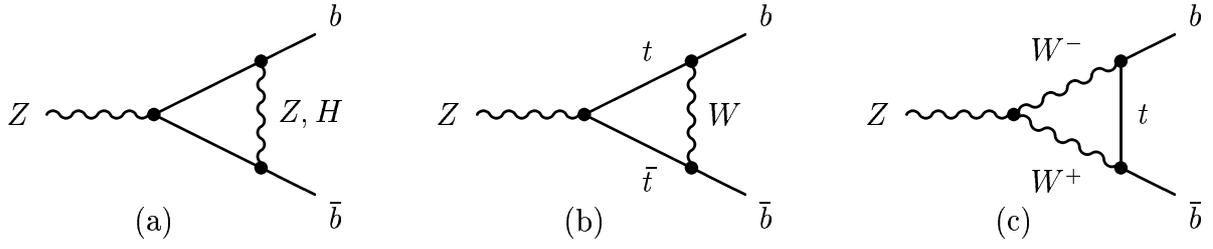


Abbildung 1.5: Feynmangraphen zu Vertexkorrekturen in der b -Quark Produktion.

Aus diesem Grund läßt sich auch aus der Messung von A_{FB}^f von Quarks unter Verwendung der Leptonuniversalität der effektive leptonische Mischungswinkel $\sin^2\theta_{\text{lept}}^{\text{eff}}$ bestimmen.

1.4.3 QCD–Korrekturen

Die auf Born–Niveau definierte Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie $A_{FB}^{q,\text{noQCD}}$ bezieht sich auf den hypothetischen Fall, daß die finalen Quarks nicht weiter wechselwirken. QCD–Effekte, vor allem die Gluonabstrahlung, verwischen die ursprüngliche Information und somit die gemessene Asymmetrie. Es ist also notwendig, die gemessene Asymmetrie A_{FB}^q des hadronischen Endzustandes auf die Asymmetrie $A_{FB}^{q,\text{noQCD}}$ des Quark–Anfangszustandes zu korrigieren. Anstatt auf die Richtungen der initialen Quarks beziehen sich die experimentell gemessenen Asymmetrien auf die Ereignisachse (Thrust–Achse) des hadronischen Endzustandes. Für diese Wahl läßt sich die Größe der QCD–Effekte für den partonischen Endzustand analytisch bis zur zweiten Ordnung in α_s bestimmen:

$$A_{FB}^q = (1 - C_{\text{QCD}}^{pT,q}) A_{FB}^{q,\text{noQCD}} = \left(1 - \frac{\alpha_s(M_Z^2)}{\pi} \cdot c_1 - \left(\frac{\alpha_s(M_Z^2)}{\pi} \right)^2 \cdot c_2 \right) A_{FB}^{q,\text{noQCD}} \quad (1.27)$$

Der Koeffizient c_1 [6] bezieht sich auf die Thrust–Achse des partonischen Endzustandes und berücksichtigt Effekte der Quarkmassen. Der Koeffizient c_2 [7] basiert auf der initialen Quarkrichtung, vernachlässigt aber die Quarkmassen. Ebenso wird der Effekt durch Aufspaltung harter Gluonen in $q\bar{q}$ -Paare nicht berücksichtigt. Beide Berechnungen werden zu einem Korrekturfaktor $C_{\text{QCD}}^{pT,q}$ bezogen auf die Thrust–Richtung im partonischen Endzustand [8] kombiniert:

$$C_{\text{QCD}}^{pT,b} = (3.19 \pm 0.33) \% \quad (1.28)$$

$$C_{\text{QCD}}^{pT,c} = (3.92 \pm 0.68) \% \quad (1.29)$$

Die Fehler beinhalten die Variation der Massen für c - und b - Quarks aufgrund von Unterschieden zwischen den Ergebnissen für die Polmassen $m_b = 4.5 \text{ GeV}$ und $m_c = 1.5 \text{ GeV}$ zu den Massen im \overline{MS} -Schema bei der Skala M_Z : $m_b = 3 \text{ GeV}$, $m_c = 0.7 \text{ GeV}$. Weiterhin berücksichtigen sie die Variation der starken Kopplungskonstanten $\alpha_s(M_Z^2) =$

0.119 ± 0.004 sowie den erwarteten Einfluß höherer Ordnungen. Der Effekt der höheren Ordnungen wurde durch die Größe von c_2 selbst abgeschätzt.

Um den Effekt der Hadronisierung zu bestimmen, werden die Vorhersagen von JETSET [30] mit einer speziellen Anpassung an die DELPHI-Daten [24] verwendet. Aus den verschiedenen Korrekturen bezogen auf die Thrust-Achse des partonischen ($C_{\text{MC}}^{pT,q}$) bzw. des hadronischen Endzustandes ($C_{\text{MC}}^{hT,q}$) wird eine mittlere Hadronisierungskorrektur [8] $\langle C_{\text{MC}}^{hT,q} - C_{\text{MC}}^{pT,q} \rangle$ bestimmt. Für die totale QCD-Korrektur als Summe aus den Ergebnissen der Rechnung und der Simulationsanalyse $C_{\text{QCD}}^{hT,q} = C_{\text{QCD}}^{pT,q} + \langle C_{\text{MC}}^{hT,q} - C_{\text{MC}}^{pT,q} \rangle$ für b - und c -Quarks ergibt sich:

$$C_{\text{QCD}}^{hT,b} = (2.96 \pm 0.40) \% \quad (1.30)$$

$$C_{\text{QCD}}^{hT,c} = (3.57 \pm 0.76) \% \quad (1.31)$$

Die Größe der Korrektur ist abhängig von der individuellen Analyse. Spezielle Anforderungen und Prozeduren in den Selektionsschnitten, der Anpassungsmethode sowie der Rekonstruktion der Ereignisachse führen zu unterschiedlichen Sensitivitäten s_q :

$$A_{FB}^q = (1 - s_q \cdot C_{\text{QCD}}^{hT,q}) A_{FB}^{q,\text{noQCD}} \quad (1.32)$$

Die Bestimmung der Sensitivitäten s_q und die Durchführung der QCD-Korrekturen ist in Kapitel 8.2 beschrieben.

2

Die Erzeugung schwerer Hadronen in der e^+e^- -Annihilation

Während der ersten Meßphase von LEP wurde die e^+e^- -Annihilation im Bereich der Z -Resonanz untersucht. Dabei treten bei dem Zerfall des Z -Bosons zwei Arten von Ereignissen auf:

- Leptonische Ereignisse: $Z \rightarrow l\bar{l}$: $l = e, \mu, \tau$
- Hadronische Ereignisse: $Z \rightarrow q\bar{q}$: $q = u, d, s, c, b$

Die vorliegende Analyse befaßt sich mit der Untersuchung von D -Mesonen in hadronischen Endzuständen. D -Mesonen enthalten als schwerstes Quark ein c -Quark. Auf leptonische Ereignisse wird hier nicht weiter eingegangen.

Die Erzeugung von hadronischen Ereignissen über den Prozeß $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow$ Hadronen ist schematisch in Abbildung 2.1 dargestellt. Dieser Prozeß kann wie folgt in vier Phasen unterteilt werden:

Die erste Phase beschreibt die Erzeugung des $q\bar{q}$ -Zustandes über die Annihilation eines e^+e^- -Paares in ein virtuelles Photon oder Z -Boson. Dieser Prozeß wird durch die elektroschwache Theorie sehr präzise beschrieben und kann störungstheoretisch berechnet werden. Die Erzeugung des partonischen Endzustandes über die in Abbildung 2.2 dargestellten Prozesse in der zweiten Phase läßt sich in der QCD störungstheoretisch berechnen. Bei Energien in der Größenordnung von etwa 1 GeV ist eine störungstheoretische Behandlung nicht mehr möglich, so daß in Phase III die Weiterentwicklung des Partonzustandes und der Übergang in farbneutrale Hadronen (Hadronisierung bzw. Fragmentation) nur anhand phänomenologischer Modelle beschrieben werden kann. Der Übergang von den instabilen Hadronen zum experimentell beobachtbaren hadronischen Endzustand ist in Phase IV dargestellt. Die Charakteristika der gemessenen Zerfälle wie auch Annahmen über mögliche Prozesse gehen in die Beschreibung dieser Phase ein.

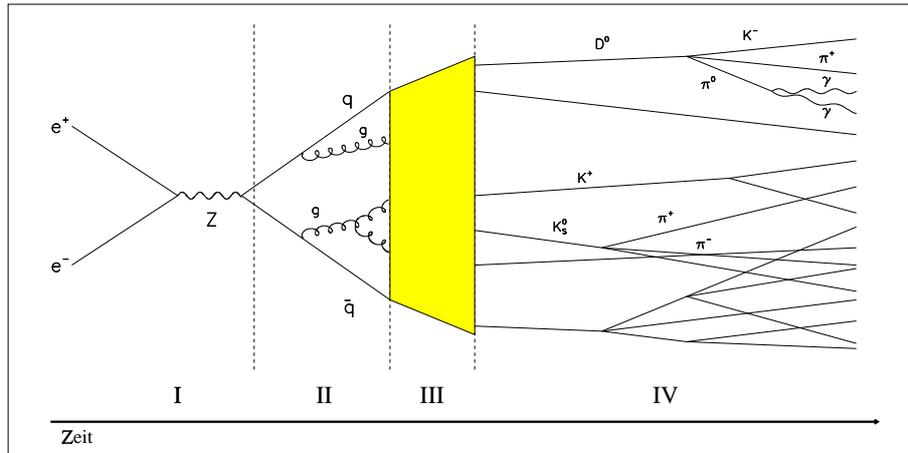


Abbildung 2.1: Darstellung des Annullationsprozesses
 $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \text{Hadronen}$

Es existieren verschiedene Simulationen¹, die die unterschiedlichen Aspekte der vier Phasen berücksichtigen und somit einen Rückschluß von der Messung des hadronischen Endzustandes auf den primären $q\bar{q}$ -Zustand zulassen.

2.1 Perturbative Partonmodelle

Für die Berechnung des partonischen Endzustandes aus Phase II in Abbildung 2.1 ist es notwendig, für einen möglichen Multipartonzustand die QCD-Prozesse in allen Ordnungen zu berücksichtigen. Durch die große Anzahl der relevanten Beiträge ist eine praktische Umsetzung nicht möglich. Deshalb wurden Alternativen entwickelt, um eine Berechnung zu ermöglichen:

QCD-Matrixelemente

Bei dieser Beschreibung werden die vollständigen Prozesse bis zur zweiten Ordnung der Störungsentwicklung berücksichtigt. Damit können bis zu vier Partonen im Endzustand erzeugt werden. In der anschließenden Phase der Hadronisierung muß dann ein größerer Anteil zur Entwicklung des vollständigen Hadronzustandes geleistet werden.

Partonschauermodelle

In diesem Modell werden in allen Ordnungen der Störungsreihe die führenden Beiträge (LLA – Leading Log Approximation) berücksichtigt. Dabei werden die elementaren QCD-

¹Die weiteste Verbreitung besitzen die Programme JETSET [30], HERWIG [31] und ARIADNE [32].

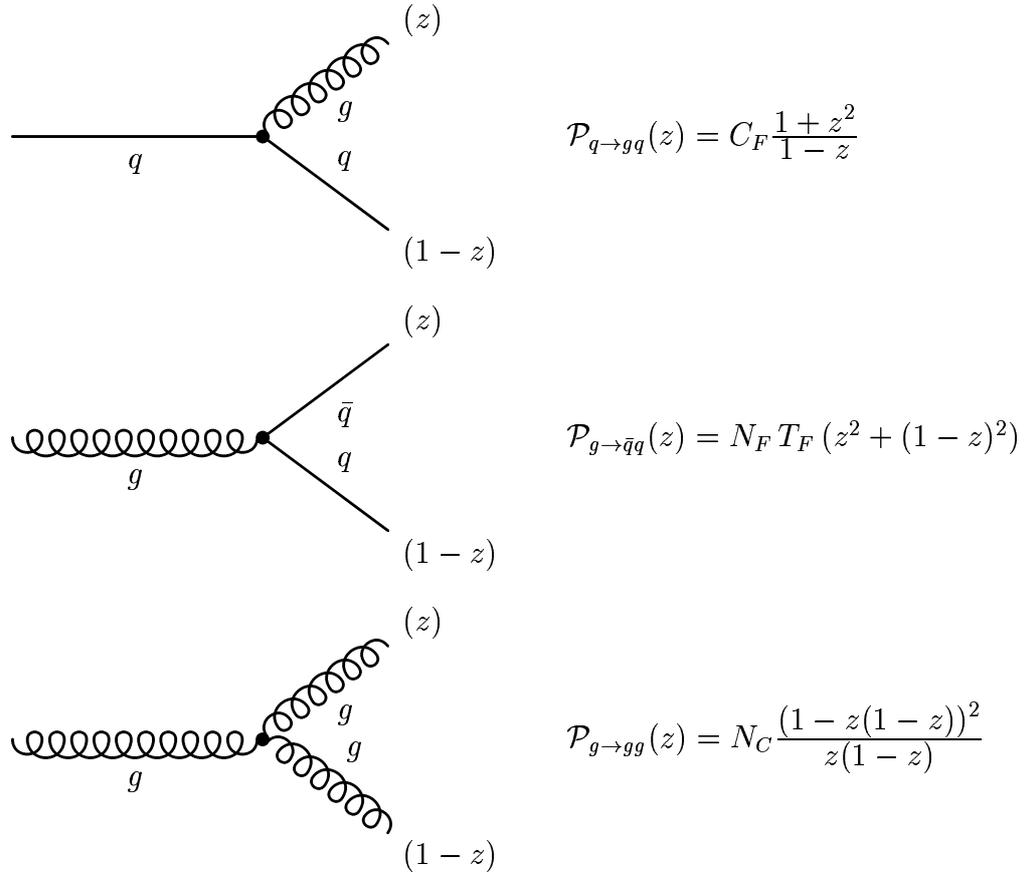


Abbildung 2.2: Fundamentale Feynmangraphen der QCD und die zugehörigen Altarelli–Parisi Splittingfunktionen.

Prozesse aus Abbildung 2.2 wiederholt angewendet. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Prozeß $a \rightarrow bc$ stattfindet, ist durch die Altarelli–Parisi–Gleichung

$$\frac{d\mathcal{P}_{a \rightarrow bc}}{dt} = \int dz \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \mathcal{P}_{a \rightarrow bc}(z) \quad (2.1)$$

in Abhängigkeit der Skala $t = \ln(Q^2/\Lambda_{\text{QCD}}^2)$ gegeben. Dabei geben die Altarelli–Parisi Splittingfunktionen $\mathcal{P}_{a \rightarrow bc}(z)$ aus Abbildung 2.2 die Impulsanteile z bzw. $(1-z)$ an, die auf die Tochterteilchen übergehen. Der Entwicklungsprozeß wird bis zu einer Skala von etwa 1 GeV fortgeführt.

2.2 Hadronisierung

Die Hadronisierung, d.h. der Übergang des farbgeladenen partonischen Endzustandes zu farbneutralen Hadronen aus Phase III in Abbildung 2.1 wird durch phänomenologische,

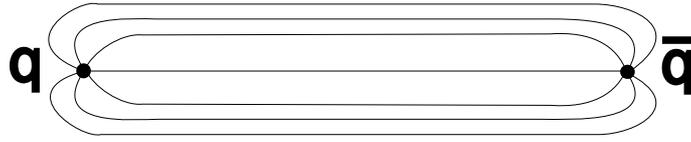


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Farbschlauches zwischen einem $q\bar{q}$ -Paar für die String-Fragmentation.

QCD-motivierte Modelle beschrieben. In diesem Bereich ist die Energieskala so klein, daß die Größe der starken Kopplungskonstanten α_s eine störungstheoretische Berechnung nicht zuläßt.

Es existieren im wesentlichen drei Hadronisierungsmodelle, wobei wegen der schlechten Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen auf das Modell der Independent Fragmentation nicht eingegangen wird. Ein Nachteil aller Fragmentierungsmodelle ist, daß sie eine Vielzahl freier Parameter besitzen, die, falls möglich, durch Anpassung an die Meßdaten bestimmt werden müssen [24].

String-Fragmentation

Diesem Modell [30] liegt die aus dem Confinement der QCD begründete Annahme zugrunde, daß zwischen den farbgeladenen Quarks ein Farbschlauch („String“), wie in Abbildung 2.3 dargestellt, existiert. Dieser Farbschlauch besitzt die konstante Energiedichte von etwa $1 \text{ GeV}/\text{fm}$, so daß die gespeicherte Energie linear in Abhängigkeit der Entfernung der Quarks zunimmt. Mit zunehmender Länge kann dieser Schlauch aufbrechen, um neue Quark-Antiquark-Paare zu erzeugen. Dieser Prozeß ist schematisch in Abbildung 2.4 dargestellt. Die entstandenen Quarks können sich zu virtuellen Mesonen (siehe (a) in Abbildung 2.5) formieren, welche auf die Massenschale tunneln können, und weitere Paare erzeugen. Dieser iterative Prozeß stoppt mit der Produktion eines letzten $q\bar{q}$ -Paares, wenn die verbleibende Energie den Massenbereich der leichten Hadronen erreicht. Die Produktion von Baryonen \mathcal{B} wird durch zwei Prozesse eingeführt. Anstatt der Produktion eines $q\bar{q}$ -Paares wird ein Di-Quark-Paar zwischen einem $q\bar{q}$ -Paar erzeugt, wodurch ein $\mathcal{B}\bar{\mathcal{B}}$ -Paar erzeugt werden kann. Da das Di-Quark-Paar gemeinsam erzeugt wird, existiert eine entsprechend hohe Korrelation zwischen den beiden Baryonen. Dieser Prozeß ist in Abbildung 2.5(b) dargestellt. Im Popcorn-Mechanismus hingegen können zwischen dem initialen $q\bar{q}$ -Paar weitere Quark-Antiquark-Paare entstehen, wodurch zwischen den Baryonen noch zusätzliche Mesonen produziert werden. Dadurch wird die Korrelation zwischen den produzierten Baryonen reduziert. Dieser Prozeß ist in Abbildung 2.5(c) dargestellt.

Die Produktion der einzelnen Quarksorten im Farbschlauch wird durch den quantenmechanischen Tunneleffekt beschrieben. Die Produktionswahrscheinlichkeit ergibt sich

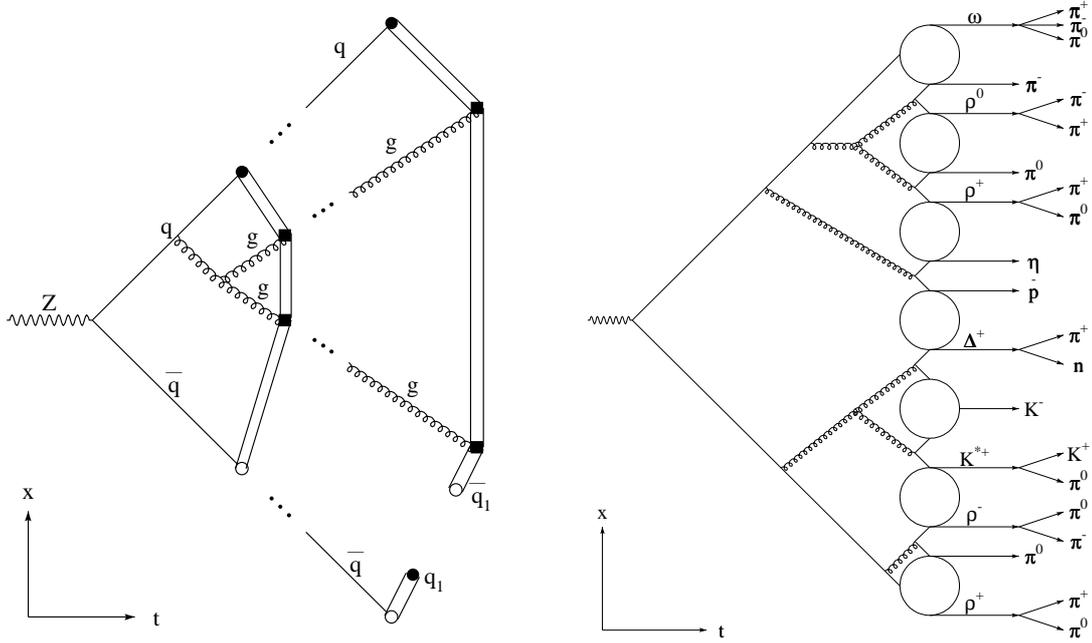


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung für die String- (links) und Cluster-Fragmentation (rechts).

zu [30]:

$$\mathcal{P} \propto \exp\left(-\pi \frac{m^2 + p_T^2}{\rho}\right) \quad (2.2)$$

Dabei entspricht ρ der Energiedichte im Farbschlauch. Aus den Produktionswahrscheinlichkeiten ergeben sich für die relativen Raten zwischen den Quarksorten:

$$u : d : s : c : b \approx 1 : 1 : \gamma_s : 10^{-11} : 10^{-100} \quad (2.3)$$

Der Unterdrückungsfaktor für s -Quarks ist $\gamma_s \approx 0.3$. Daraus ergibt sich, daß die schweren c - und b -Quarks nicht in der Fragmentation entstehen können. Sie entstehen entweder im primären Z/γ -Zerfall, im Gluonzerfall in der Partonentwicklung $g \rightarrow c\bar{c}$, $g \rightarrow b\bar{b}$ oder in schwachen Zerfällen $b \rightarrow c$.

Die Energie- und Longitudinalimpulsverteilung der produzierten Quarks wird aus der Fragmentationsfunktion $f(z)$ bestimmt, wobei die neu entstandenen Quarks den Anteil z bzw. $(1 - z)$ erhalten. Der Transversalimpuls der produzierten Paare muß sich hingegen wegen der Eindimensionalität des Schlauches kompensieren. Für die Beschreibung der String-Fragmentation werden hauptsächlich zwei Fragmentierungsfunktionen verwendet:

- symmetrische LUND-Funktion [30]: $f(z) = \frac{(1-z)^a}{z} \cdot e^{-b m_T^2/z}$

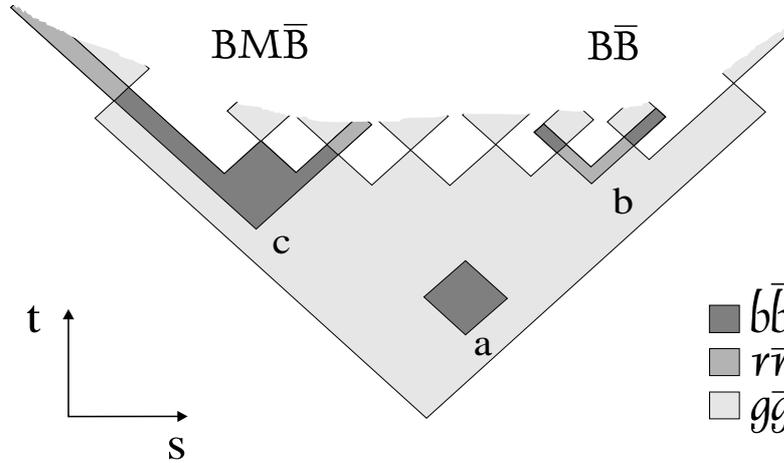


Abbildung 2.5: Die Hadronproduktion in der String-Fragmentation: (a) virtuelle Mesonproduktion, (b) Baryonproduktion durch Di-Quarks, (c) Baryonproduktion im Popcorn-Mechanismus. b , r , g sind die drei Farbladungszustände.

- Peterson-Funktion [25]: $f(z) = \frac{1}{z(1 - 1/z - \epsilon_q/(1 - z))^2}$

mit den freien Parametern a , b , der transversalen Masse $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ und der Massenskala ϵ_q . Für bestimmte Werte dieser Parameter sind die Fragmentierungsfunktionen in Abbildung 2.6 dargestellt. Mit der LUND-Funktion zeigt sich für die leichten Quarks (u , d , s) ein deutlich weiches Spektrum als für die schweren Quarks c und b . Im Vergleich mit den Meßdaten ergibt sich aber eine nicht ausreichende Beschreibung durch die LUND-Funktion für die schweren Quarks, weswegen für diese die Peterson-Funktion verwendet wird. Diese erzeugt ein deutlich härteres Spektrum für c -Quarks und ein leicht weiches Spektrum für b -Quarks im Vergleich mit den LUND-Spektren.

Cluster-Fragmentation

Das Prinzip der Cluster-Fragmentation ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Dabei spalten die Gluonen aus dem Partonschauer in Quark-Antiquark-Paare auf. Aus dem farbgeladenen Quarkzustand werden farbneutrale Gruppen („Cluster“) formiert, die dann in die primären Hadronen zerfallen. Der Zerfall des Clusters geschieht isotrop in seinem Ruhesystem unter Berücksichtigung der Spins und des Phasenraums.

Dieses einfache Modell besitzt den Vorteil, daß es nur sehr wenige freie Parameter benötigt.

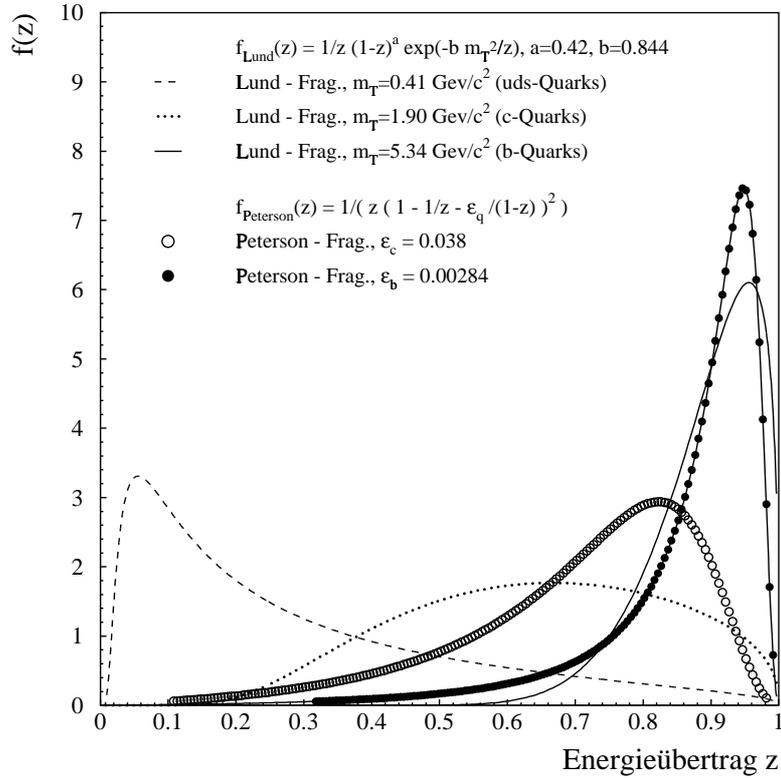


Abbildung 2.6: Darstellung der LUND- und Peterson Frangmentierungsfunktion

2.3 Schwere Hadronen

Schwere Hadronen enthalten die schwersten bei LEP produzierbaren Quarks, d.h. c - und b -Quarks. Mesonen, die ein c -Quark als schwerstes Quark enthalten, werden D -Mesonen; Mesonen, die ein b -Quark als schwerstes Quark enthalten, B -Mesonen genannt. Eine Übersicht der Quarkinhalte von u -, d -, s -, c -Mesonen und Λ -Baryonen geben die Darstellungen der Multipletts in Abbildung 2.7. Nicht alle der aufgeführten Baryonen sind bisher experimentell nachgewiesen worden. Schwere Quarks entstehen im wesentlichen im primären Prozeß des Z/γ -Zerfalls. Somit ermöglicht die Analyse der Hadronen, die diese Quarks enthalten, einen Rückschluß auf den primären Prozeß. Die geringe Produktionsrate von schweren Quarks aus der Aufspaltung von Gluonen und die zusätzliche Produktion von c -Quarks aus dem b -Zerfall muß bei der Analyse berücksichtigt werden. Durch die Untersuchung von Ereignissen mit D -Mesonen ergibt sich somit die Möglichkeit, beide Ereignistypen, c - und b -Ereignisse, zu analysieren. Einige ausgewählte Grundzustände der pseudoskalaren c - und b -Mesonen, einiger leichter c -Vektormesonen sowie die $\Lambda_{c,b}$ -Baryonen sind in Tabelle 2.1 angegeben. Die Analyse der D -Mesonen in c - und

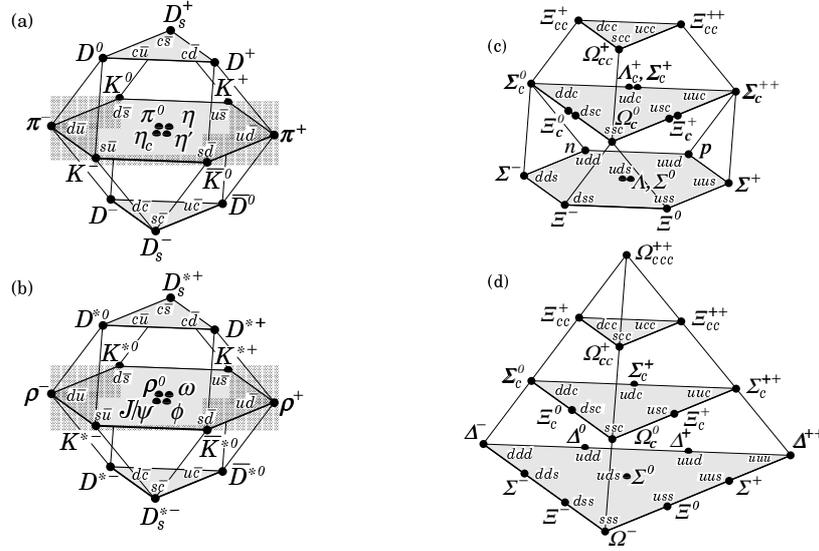
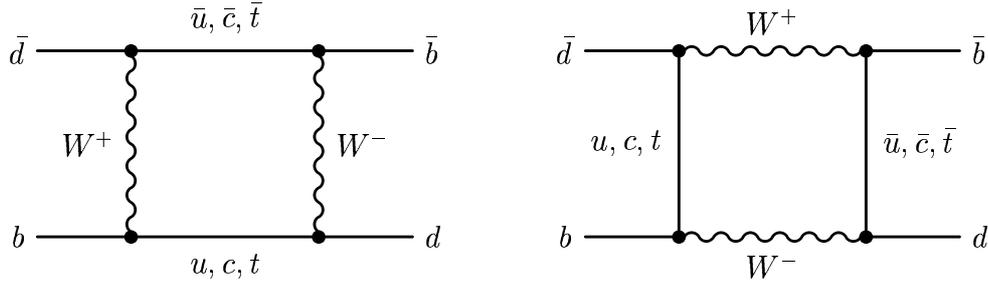


Abbildung 2.7: Zusammensetzung der Meson- und Baryonmultipletts aus u -, d -, s -, c -Quarks für pseudoskalare (a) und Vektor-Mesonen (b) bzw. für Baryonen mit Spin $S=1/2$ (c) und Spin $S=3/2$ (d) aus [39].

b -Ereignissen wird detailliert in den Kapiteln 5 bis 8 beschrieben.

Teilchen	$I(J^P)$	Masse [MeV]	Lebensdauer [ps]
D^+	$\frac{1}{2}(0^-)$	1869.3 ± 0.5	1.057 ± 0.015
D^0	$\frac{1}{2}(0^-)$	1864.6 ± 0.5	0.415 ± 0.004
D_s^+	$0(0^-)$	1968.5 ± 0.6	0.467 ± 0.017
Λ_c^+	$0(\frac{1}{2}^+)$	2284.9 ± 0.6	0.206 ± 0.012
D^{*+}	$\frac{1}{2}(1^-)$	2010.0 ± 0.5	—
D^{*0}	$\frac{1}{2}(1^-)$	2006.7 ± 0.5	—
D_s^{*+}	$0(1^-)$	2112.4 ± 0.7	—
B^+	$\frac{1}{2}(0^-)$	5278.9 ± 1.8	1.65 ± 0.04
B_d^0	$\frac{1}{2}(0^-)$	5279.2 ± 1.8	1.56 ± 0.04
B_s^0	$0(0^-)$	5369.2 ± 2.0	1.54 ± 0.07
Λ_b	$0(\frac{1}{2}^+)$	$5624. \pm 9.$	1.24 ± 0.08

Tabelle 2.1: Die Massen, Quantenzahlen und Lebensdauern von ausgewählten c - und b -Hadronen im Grundzustand aus [39].

Abbildung 2.8: Graphen zur $B^0 - \bar{B}^0$ Mischung

2.4 Mischung im $B^0 - \bar{B}^0$ -System

Im System der neutralen Kaonen wurde erstmals die Oszillation zwischen Teilchen und Antiteilchen beobachtet. Analog dazu kann dieser Prozeß im neutralen b -Meson-System für B_d^0 - und B_s^0 -Mesonen auftreten. Die zugehörigen Feynmangraphen der Prozesse in führender Ordnung sind in Abbildung 2.8 dargestellt. Die Wahrscheinlichkeit P_q , daß ein als B_q^0 produzierter Zustand nach der Zeit t als \bar{B}_q^0 zerfällt, ist gegeben durch:

$$P_q(t) = \frac{1}{2} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_B}} \cdot (1 - \cos(\Delta m_q \cdot t)) \quad (2.4)$$

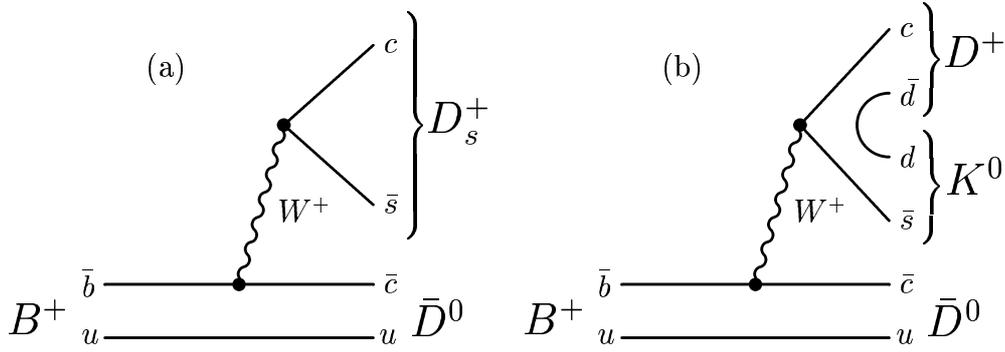
Dabei ist τ_B die Lebensdauer des B -Mesons und Δm_q die Massendifferenz $m_{B_q^0} - m_{\bar{B}_q^0}$ zwischen den oszillierenden B -Masseneigenzuständen. Die totale Mischungswahrscheinlichkeit χ_q erhält man aus

$$\chi_q = \int_0^\infty P_q(t) dt = \frac{x_q^2}{2 \cdot (1 + x_q^2)}, \quad (2.5)$$

mit $x_q = \Delta m_q \cdot \tau_B$. Die Massendifferenz im B_d^0 -System ist klein genug, um zeitintegrierte (Gleichung 2.5) und zeitabhängige Messungen (Gleichung 2.4) durchführen zu können. Somit erhält man eine Sensitivität auf die Massendifferenz, die zu $\Delta m_d = (0.464 \pm 0.018) \text{ ps}^{-1}$ [39] gemessen wurde. Unter Verwendung der Lebensdauer $\tau_{B^0} = (1.56 \pm 0.04) \text{ ps}$ [39] ergibt sich die totale Mischungswahrscheinlichkeit zu $\chi_d = 0.172 \pm 0.010$ [39]. Im B_s^0 -System ist wegen der großen Massendifferenz nur eine zeitabhängige Messung möglich mit einer unteren Schranke für die Massendifferenz von $\Delta m_s > 9.1 \text{ ps}^{-1}$ [39], was mit einer totalen Mischungswahrscheinlichkeit von 50% kompatibel ist ($\chi_s > 0.4975$ [39]). Die Mischung in b -Ereignissen sorgt dafür, daß die Ladungskorrelation zum primären Quark vertauscht wird und führt somit zu einer Verringerung der beobachteten Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie. Um den Effekt der Reduktion zu bestimmen, muß die effektive Mischung χ_{eff} für den betrachteten D -Zustand bestimmt werden.

2.4.1 Die effektive Mischung χ_{eff} in $b \rightarrow D$ -Zerfällen

Die beobachtete Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie in b -Ereignissen ist proportional zu der Ladungskorrelation des rekonstruierten D -Mesons zum primären Quark (siehe auch

Abbildung 2.9: Zerfall eines b -Hadrons im Zuschauermodell.

Kapitel 8). Die Korrelation wird jedoch in b -Ereignissen aus zwei Gründen reduziert:

1. $B^0 - \bar{B}^0$ -Mischung im B_d^0 - und B_s^0 -System
2. Doppelte D -Meson Produktion in B -Zerfällen

Die Berücksichtigung beider Effekte, abhängig vom betrachteten D -Meson-Zustand, ergibt eine effektive Mischung χ_{eff} und führt zu einer Reduktion der beobachteten Asymmetrie $A_{FB}^{b,obs}$:

$$A_{FB}^{b,obs} = (1 - 2\chi_{eff}) A_{FB}^b \quad (2.6)$$

Die D -Meson-Produktion in b -Zerfällen ist im Zuschauer-Modell in Abbildung 2.9 dargestellt. Dabei sind Graphen höherer Ordnung und Graphen, die aufgrund der CKM-Kopplung unterdrückt sind, nicht berücksichtigt. Abbildung 2.9a stellt die dominante D -Produktion in ein D_s^+ -Meson über den W -Boson-Vertex dar. Beide D -Mesonen besitzen dabei eine eindeutige Ladungskorrelation zum B -Meson und ergeben somit keine zusätzliche Reduktion der beobachteten Asymmetrie. Die Ergebnisse der Messungen der CLEO- [9] und ALEPH-Kollaboration [10] ergeben eine signifikante Rate von doppelter D -Meson-Produktion ohne D_s^+ Beteiligung in B -Meson-Zerfällen. Ein möglicher Zerfall ist in Abbildung 2.9b dargestellt. Die Messung von CLEO ergibt für eine Mischung von aus B_d^0 und B^+ eine Rate von

$$\frac{\Gamma(B \rightarrow DX)}{\Gamma(B \rightarrow \bar{D}X)} = 0.100 \pm 0.026(stat) \pm 0.016(syst). \quad (2.7)$$

Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit der Messung der Zerfallsrate von ALEPH:

$$BR(b \rightarrow D^0 \bar{D}^0, D^0 D^-, D^+ \bar{D}^0 + X) = (7.8^{+2.0}_{-1.8} {}^{+1.7}_{-1.5} {}^{+0.5}_{-0.4}) \%, \quad (2.8)$$

Diese Zerfallsrate enthält als wesentlichen Beitrag die $B \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^{(*)}K$ Produktion. Dabei berücksichtigen die Fehler in ihrer Reihenfolge statistische und systematische Ungenauigkeiten sowie die Ungenauigkeiten in den gemessenen D -Meson-Raten. In beiden Messungen sind die aufgrund der CKM-Kopplungen unterdrückten Zerfälle $W \rightarrow c\bar{d}$ enthalten. Dieser Beitrag aus dem W -Boson-Vertex zur D -Meson-Rate wird mit etwa 1% erwartet.

Der Effekt der $B^0 - \bar{B}^0$ -Mischung für die Messung der Ladungskorrelation der D -Mesonen ist relevant für B_d^0 - und B_s^0 -Zerfälle. Jedoch muß der Einfluß aus dem W -Vertex für alle B -Meson-Zerfälle berücksichtigt werden. Um die Kombination beider Effekte korrekt zu berücksichtigen, müssen die Raten der $D^{\pm-}$, \bar{D}^0 - und $D^{*\pm}$ -Mesonen aus den $B \rightarrow D$ und $B \rightarrow \bar{D}$ Zerfällen bestimmt werden. Da nur wenige Messungen für die einzelnen exklusiven Zerfallsraten zur Verfügung stehen, muß auf die Ergebnisse der inklusiven Messungen der $\Upsilon(4S)$ - und LEP-Experimente zurückgegriffen werden. Von der CLEO- und ARGUS-Kollaboration liegen Ergebnisse [39] von der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz, d.h. aus Anfangszuständen, die zu gleichen Teilen aus B_d^0 - und B^+ -Mesonen bestehen, vor. Dabei wurden die Produktionsraten von \bar{D}^0 -, $D^{\pm-}$ -, $D_s^{\pm-}$ und $\Lambda_c^{\pm-}$ sowie $D^{*\pm}$ - und \bar{D}^{*0} -Hadronen ermittelt. Unter Berücksichtigung der Produktionsraten von B^{+-} -, B_d^0 -, B_s^0 - und Λ_b -Zuständen in $Z \rightarrow b\bar{b}$ Ereignissen der LEP-Experimente [39] kann auf die Rate der B_d^0 - und B^+ -Zerfälle in \bar{D} -Ereignissen geschlossen werden. Das relative Verhältnis der $D^{*\pm}$ -Mesonen aus B^- - und \bar{B}^0 -Mesonen wurde nicht gemessen, weswegen auf die Vorhersage von JETSET

$$\Gamma(B^+ \rightarrow D^{*\pm} X)/\Gamma(B^{+,0} \rightarrow D^{*\pm} X) = 0.30 \quad (2.9)$$

mit einem relativen Fehler von 50% zurückgegriffen werden muß. Diese Angabe ist mit der Annahme verträglich, daß der wesentliche Anteil der $B^+ \rightarrow D^{*\pm} X$ -Zerfälle über D^{**} (d.h. D_2^* , D_1^* , D_1 , D_0) Zerfälle und höhere D -Resonanzen realisiert wird.

Die Messung der D^* -Raten auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz bestimmt die effektive Rate zwischen den Vektor- und pseudoskalaren Mesonen $V/(V+P)$. So ist der Zerfall $D^{*0} \rightarrow D^+\pi^-$ aufgrund von Phasenraum-Argumenten verboten, wobei die Rate des Zerfalls $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ zu 0.683 ± 0.013 [39] gemessen wurde. Dies induziert ein Unterschied in den geladenen und neutralen D^* -Zerfällen, wodurch die Rate der B^{+-} - und B_d^0 -Zustände beeinflusst wird. Aus diesem Grund verschiebt sich die Größe der effektiven Mischung in $D^{\pm-}$ - und \bar{D}^0 -Zuständen erheblich.

Bei der Bestimmung der effektiven Mischung müssen noch weitere kleine Korrekturen berücksichtigt werden. So werden die Zerfälle der B^{+-} - und B_d^0 -Mesonen in $D^{\pm-}$ -, \bar{D}^0 - und $D^{*\pm}$ -Zustände über angeregte D^{**} -Produktion realisiert. Diese angeregten Zustände zerfallen wiederum in Vektor- bzw. pseudoskalare D -Mesonen. D_2^* -Mesonen zerfallen in D^* und D mit dem Verhältnis $BR(D_2^{*0} \rightarrow D^+\pi^-)/BR(D_2^{*0} \rightarrow D^{*+}\pi^-) = 2.3 \pm 0.8$ [11]. Weiterhin zerfallen aufgrund von Drehmoment-Argumenten $D_1^{(*)}$ -Mesonen in D^* -Zustände bzw. D_0 -Mesonen in D -Zustände. Die Zerfallsraten der vier angeregten Zustände in geladene und neutrale D -Zustände ist durch Isospininvarianz gegeben. Die relativen Produktionsraten zwischen den vier angeregten D^{**} -Zuständen (D_2^* , D_1^* , D_1 , D_0) werden als proportional zu der Anzahl der jeweiligen Spinzustände angenommen. Die to-

tale D^{**} -Rate wiederum läßt sich aus der Messung der semileptonischen Zerfallsrate $BR(B \rightarrow \bar{D}^{**}l^+\nu)/BR(B \rightarrow Xl^+\nu) = 0.26 \pm 0.07$ [39] bestimmen.

Neben den Zerfällen der B^{+-} und B_d^0 -Mesonen müssen auch die Beiträge aus B_s^0 - und Λ_b -Zerfällen zu den $D^{\pm-}$, \bar{D}^0 und $D^{*\pm}$ -Zuständen berücksichtigt werden. Diese Beiträge können aus der Messung der totalen Raten der D^{0-} , D^{+-} , D_s^{+-} und Λ_c^+ -Hadronen in $Z \rightarrow b\bar{b}$ Ereignissen der LEP Kollaborationen [12] bestimmt werden. Dabei ist die Anzahl n_c der c -Quarks, die pro b -Zerfall produziert werden können, limitiert und wurde von den LEP-Experimenten als $n_c = 1.17 \pm 0.04$ [39] gemessen. Dabei wurde die Produktion von Charmonia- und Ξ_c -Zuständen berücksichtigt.

Faßt man die Informationen zusammen, wobei zusätzlich angenommen wird, daß die Raten der Zerfälle $W \rightarrow c\bar{s} \rightarrow D^{(*)+}$ und $W \rightarrow c\bar{s} \rightarrow D^{(*)0}$ einander entsprechen, so lassen sich die effektiven Mischungen für die einzelnen D^{+-} , D^{0-} und D^{*+} -Zustände bestimmen. Die D -Produktion in B -Zerfällen lassen sich durch 16 Parameter beschreiben. Eine χ^2 -Anpassung dieser Parameter an die oben genannten Meßwerte ergibt folgende Werte:

$$\begin{aligned}\chi_{eff}(D^+) &= 0.222 \pm 0.033 \\ \chi_{eff}(D^0) &= 0.176 \pm 0.030 \\ \chi_{eff}(D^{*+}) &= 0.222 \pm 0.033 .\end{aligned}\tag{2.10}$$

Die direkte Messung der OPAL-Kollaboration, in der mittels der Jetladung in der gegenüberliegenden Hemisphäre des rekonstruierten D -Mesons die effektive Mischung bestimmt wurde, ergibt $\chi_{eff}(D^{*+}) = 0.191 \pm 0.083$ [13]. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem in Gleichung 2.10 genannten D^{*+} -Wert dieser Analyse.

3

Das Experiment

Anfang der achtziger Jahre wurden am Proton-Proton-Beschleuniger SPS am europäischen Kernforschungszentrum CERN die W^\pm - und Z -Bosonen entdeckt [14]. Um die präzise Bestimmung der Eigenschaften und Wechselwirkungen dieser Bosonen realisieren zu können, lag es nahe, einen weiteren leistungsfähigen Beschleuniger in die bestehende Infrastruktur zu integrieren.

3.1 Der LEP-Beschleuniger

Nach einer Bauzeit von etwa 6 Jahren konnte im Jahr 1989 der große Elektron-Positron-Beschleuniger (LEP) am CERN in Betrieb genommen werden. Der Speicherring [18] hat einen Umfang von etwa 27 km und ist aus je acht, sich abwechselnden Strukturen aufgebaut, welche zur Strahlführung und Beschleunigung der entgegengesetzt umlaufenden e^+ - und e^- -Strahlen dienen. In den acht geraden Sektionen befinden sich die Beschleunigereinheiten und die acht möglichen Wechselwirkungspunkte. Vier Punkte sind mit den Experimenten ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL ausgestattet. Der Fachbereich Physik der Universität Wuppertal ist am DELPHI-Experiment beteiligt.

In der ersten Ausbauphase (1989–1995) wurde LEP bei Schwerpunktenenergien im Bereich der Z -Resonanz (etwa 88 – 94 GeV) betrieben. In dieser Zeit wurden von allen vier Experimenten zusammen etwa 16 Millionen Z -Zerfälle registriert. Die vom DELPHI-Detektor aufgenommene integrierte Luminosität in der für diese Analyse relevanten Meßphase ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Die große Anzahl an gemessenen Z -Zerfällen erlaubt eine präzise Bestimmung der Observablen der e^+e^- -Annihilation. Die erreichte relative Genauigkeit der Bestimmung zum Beispiel der Masse und Breite des Z -Bosons beträgt $2 \cdot 10^{-5}$ bzw. $1 \cdot 10^{-3}$ [15]. In den bisher durchgeführten Messungen wurden keine signifikanten Abweichungen von den Vorhersagen des Standardmodells gefunden.

In der zweiten Ausbauphase (geplant bis 2000) wurde die Energie über die WW -Produktionsschwelle hinaus sukzessive bis auf bisher 189 GeV (1998) bzw. 202 GeV (1999)

erhöht. Neben der präzisen Bestimmung der Eigenschaften des W -Bosons liegt ein wichtiger Aspekt in der Suche nach dem noch unentdeckten Higgs-Boson. Die Suche nach weiteren Teilchen, welche nicht von dem allgemein anerkannten Standardmodell vorhergesagt werden, liefert Erkenntnisse über die Gültigkeit erweiternder oder alternativer theoretischer Ansätze.

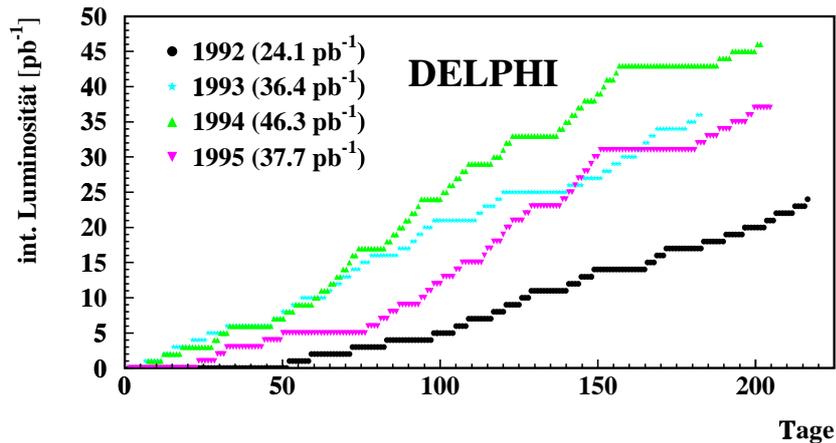


Abbildung 3.1: Mit dem DELPHI-Detektor genommene integrierte Luminosität der Jahre 1992 bis 1995

3.2 Der DELPHI-Detektor

Der DELPHI-Detektor ist aus zwei unterschiedlichen Grundstrukturen, einem Zentralbereich und zwei darauf aufgesetzten Endkappen, aufgebaut. Er besitzt einen rotationssymmetrischen Aufbau entlang der Flugrichtung der Strahlteilchen (z -Achse), wobei technisch nicht zwischen Vorwärts- (Flugrichtung der Elektronen) und Rückwärtsbereich (Flugrichtung der Positronen) unterschieden wird. Abbildung 3.2 verdeutlicht den Aufbau, welcher in [17] im Detail beschrieben wird.

Die Koordinaten werden in einem kartesischen Rechtssystem gegeben, wobei die z -Achse in die Flugrichtung der Elektronen und die x -Achse zum Mittelpunkt des Speicherrings zeigt. Weiterhin werden Polarkoordinaten mit dem Radius $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ [16], dem Azimutalwinkel φ um die und dem Polarwinkel $\vartheta \leq 90^\circ$ zur z -Achse verwendet, wobei $\vartheta = 0$ entlang der z -Achse gilt.

Das Magnetfeld, welches die Krümmung der geladenen Spuren zur Bestimmung des Impulses hervorruft, wird durch eine supraleitende Spule erzeugt, die parallel zur z -Achse ausgerichtet ist. Der umgebende Kryostat zur Kühlung der supraleitenden Spule erreicht

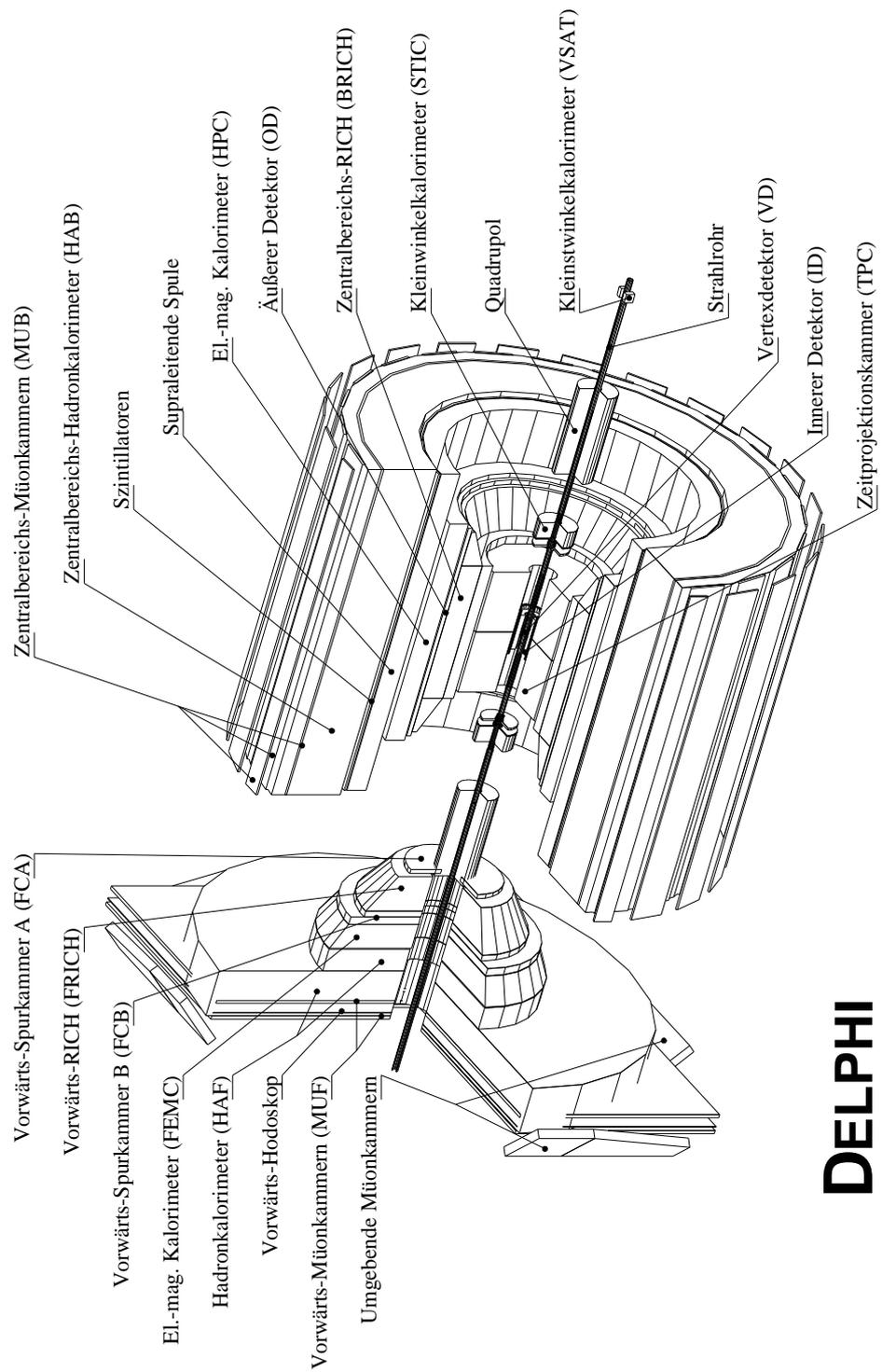


Abbildung 3.2: Der DELPHI-Detektor.

eine Länge von 7.4 m und einen inneren Radius von 5.2 m. Das Magnetfeld von 1.23 T wird durch eine einzige Kabellage bei einem Strom von 5000 A erzeugt. Zusätzlich existiert eine zweite Lage im Bereich der Endkappen, um die dort auftretenden Feldinhomogenitäten auszugleichen.

3.2.1 Das System der Teildetektoren

Der DELPHI-Detektor ist aus einer Vielzahl von Untereinheiten aufgebaut, wobei jeder einzelnen Einheit spezielle Aufgaben zugeordnet werden. Die Subdetektoren sind in die Bereiche Spurmessung, Kalorimetrie/Luminositätsmessung sowie Teilchenidentifikation eingeteilt:

Spurdetektoren:

- Der dem primären Wechselwirkungspunkt nächste Subdetektor ist der Vertexdetektor (VD). Es ist ein dreilagiger Silizium-Mikrostreifendetektor mit mittleren Radien von 6.3, 9 und 10.9 cm. Er überdeckt Winkel von $\vartheta \geq 44^\circ$ für Spuren, die alle drei Lagen durchqueren. Jede Lage enthält 24 Module mit einem 10%igen Überlapp in φ , wobei jedes Modul aus 4 Detektoren in z aufgebaut ist. Die innere und äußere Lage sind vor der Meßperiode 1994 mit doppelseitigen, senkrecht zueinander ausgerichteten Mikrostreifen ausgestattet worden, so daß seitdem in diesen Lagen eine z -Information erhalten wird. Zeitgleich wurde die innerste Lage verlängert, um Polarwinkel bis 25° abzudecken. Mit dieser Geometrie wird die hohe Auflösung von $7.6 \mu\text{m}$ in $R\varphi$ und eine ϑ abhängige z -Auflösung von $9 \mu\text{m}$ bei 90° und $32 \mu\text{m}$ bei 45° erreicht.
- Mit Radien zwischen 12 und 23 cm schließt sich der innere Detektor (ID) an. Der ID ist aus zwei Detektoren aufgebaut, wobei zu Beginn der Meßperiode 1995 der ID vollständig durch eine in z verlängerte Struktur ersetzt wurde. In dem alten Aufbau bestand er aus einer inneren Jetkammer und fünf zylindrischen äußeren Proportionalkammerlagen. Die Jetkammer überdeckte einen Winkelbereich von $\vartheta \geq 23^\circ$ und war aus 24 Sektoren aufgebaut, welche jeweils maximal 24 Meßpunkte in radialer Richtung lieferten. Es wurde damit eine Auflösung von $50 \mu\text{m}$ in $R\varphi$ und eine Winkelauflösung von 1.5 mrad in φ erreicht. Die Proportionalkammern waren sensitiv im Winkelbereich $\vartheta \geq 30$ mit einer z -Auflösung von < 1 mm. Sie lieferten einen schnellen Spurtrigger. Die neue Jetkammer besitzt die identische Konfiguration der alten Kammer mit einem erweiterten Akzeptanzbereich von $\vartheta \geq 15^\circ$ und einer verbesserten Auflösung von $40 \mu\text{m}$ in $R\varphi$ und 0.89 mrad in φ . Die Proportionalkammerlagen wurden ersetzt durch fünf Lagen Drift-Röhren-Detektoren ohne z -Auslese mit der Polarwinkelabdeckung der neuen Jetkammer.
- Als zentraler Spurdetektor erreicht die Zeit-Projektions-Kammer (TPC) im Bereich $0.35 \text{ m} \leq R \leq 1.11 \text{ m}$ mit einer Länge von $2 \cdot 1.34 \text{ m}$ in z eine Überdeckung von $\vartheta \geq 20^\circ$. Die beiden Endkappen sind in je 6 φ -Segmente unterteilt, welche jeweils

192 Signaldrähte und 16 segmentierte Kathodenstreifen (Pads) enthalten. Diese vollständige Information steht für Spuren mit $\vartheta \geq 39^\circ$ zur Verfügung. Die Ortsbestimmung geschieht in $R\varphi$ durch Bestimmung des Ladungsschwerpunktes auf den Pads und in z durch die Bestimmung der Driftzeit der primären Elektronen zu den Signaldrähten in den Endkappen. Dabei wird eine Auflösung von $250 \mu\text{m}$ in $R\varphi$ und $600 \mu\text{m}$ in Rz erreicht; die Zwei-Spur-Auflösung liegt bei 1 cm in beiden Richtungen. Durch die Pulshöhen der Signale kann auf den Energieverlust dE/dx durch Ionisation geschlossen und so eine Teilchenidentifikation durchgeführt werden.

- Um eine genaue Impulsmessung für schnelle Teilchen zu gewährleisten, gibt es einen weiteren Spurdetektor im Zentralbereich. Der äußere Detektor (OD) liegt außerhalb des zentralen Cherenkov-Zählers (RICH). Er hat eine Länge von 4.64 m und eine R -Ausdehnung von $1.97 \text{ m} \leq R \leq 2.06 \text{ m}$ mit einer resultierenden Überdeckung von $\vartheta \geq 43^\circ$. Der OD besteht aus 24 φ -Modulen mit je 5 Lagen Driftröhren, wobei die Lagen gegeneinander versetzt sind, so daß eine volle azimuthale Überdeckung erreicht wird. In allen 5 Lagen findet eine $R\varphi$ -Bestimmung mit einer Genauigkeit von $110 \mu\text{m}$ pro Lage statt. Die z -Koordinate wird in 3 Lagen mit einem Einzelfehler von 3.5 cm bestimmt, indem die Signale an beiden Enden der Driftröhren gemessen werden.
- Neben den Spurdetektoren des Zentralbereichs gibt es zwei weitere Driftkammern zur Spurrekonstruktion im Vorwärtsbereich:
Die Vorwärtskammer A (FCA) befindet sich im direkten Anschluß an die Endkappen der TPC im Bereich von $1.55 \text{ m} \leq |z| \leq 1.65 \text{ m}$ und einem Radius von $0.30 \text{ m} \leq R \leq 1.03 \text{ m}$. Sie überdeckt somit einen Winkelbereich von $11^\circ \leq \vartheta \leq 33^\circ$. Die FCA besteht auf beiden Seiten aus 3 gegeneinander um 60° gedrehten Kammern, wobei jede Kammer aus zwei Lagen aufgebaut ist. Die Drähte jeder Kammer besitzen die gleiche Ausrichtung, sind aber gegeneinander verschoben, um Rechts-Links-Ambiguitäten zu vermeiden. Es ergeben sich maximal $2 \cdot 3$ gemessene Koordinaten. Die Auflösung beträgt $290 \mu\text{m}$ in x bzw. $240 \mu\text{m}$ in y .
Die Vorwärtskammer B (FCB) befindet sich bei $2.67 \text{ m} \leq |z| \leq 2.83 \text{ m}$ und hat einen Durchmesser von $0.53 \text{ m} \leq R \leq 1.95 \text{ m}$. Sie überdeckt somit einen Winkelbereich von $11^\circ \leq \vartheta \leq 35^\circ$. Die FCB besteht auf beiden Seiten aus 12 Ebenen, wobei wiederum in zwei folgenden Ebenen die Drähte gegeneinander verschoben sind. In folgenden Ebenenpaaren sind die Drähte um jeweils 60° gedreht, so daß jede Orientierung doppelt vorkommt. Es ergeben sich maximal $2 \cdot 2 \cdot 3$ Meßpunkte mit einer kombinierten Auflösung von $150 \mu\text{m}$.
- Als äußerste Detektoreinheit ist der DELPHI-Detektor mit einem System von zweilagigen Myon-Kammern umgeben. Neben den seit 1989 existierenden Kammern im Zentralbereich (MUB, $\vartheta \geq 52^\circ$) und Vorwärtsbereich (MUF, $9^\circ \leq \vartheta \leq 43^\circ$), wurden 1994 zusätzlich im Übergang zwischen diesen Bereichen ein umgebender Myon-Detektor (SMC) installiert. Dieses System von Driftröhren erreicht eine Auflösung

von 4 mm ($R\varphi$) bzw. 2.5 cm (z) im Zentralbereich sowie von jeweils 1 mm in x und y im Vorwärtsbereich.

Kalorimeter:

- Das elektromagnetische Kalorimeter im Zentralbereich (HPC) umschließt den OD und liegt als äußerster Subdetektor innerhalb der supraleitenden Spule. Die HPC befindet sich bei $2.08\text{ m} \leq R \leq 2.60\text{ m}$ mit einer Länge von $2 \cdot 2.54\text{ m}$ und der Überdeckung von $\vartheta \geq 43^\circ$. Das Kalorimeter ist $2 \cdot 3$ mal in z und 24 mal in φ segmentiert. Die HPC arbeitet nach dem TPC-Prinzip, wobei pro Modul 41 radial angeordnete Blei-Schichten die Driftvolumina begrenzen und insgesamt einer Dicke von $18/\sin\vartheta$ Strahlungslängen entsprechen. Die Volumina stellen Proportionalkammern dar, welche am Ende eines jeden Moduls über Pads ausgelesen werden, wobei die 40 Kammern zu 9 Pad-Reihen zusammengefaßt werden. Man erhält somit eine Ortsauflösung von 4 mm in z und 10 mm in $R\varphi$. Die Energieauflösung beträgt $\Delta E/E = 0.043 \oplus 0.32/\sqrt{E}$ (E in GeV). Die hohe Granularität ergibt eine dreidimensionale Schauerauflösung, wodurch eine gute Trennung zwischen der elektromagnetischen und hadronischen Komponente, sowie die direkte Rekonstruktion von $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ Zerfällen ermöglicht wird.
- Das elektromagnetische Kalorimeter im Vorwärtsbereich (EMF) besteht aus $2 \cdot 4532$ Bleiglasblöcken im Bereich $2.84\text{ m} \leq |z| \leq 3.40\text{ m}$, $0.46\text{ m} \leq R \leq 2.40\text{ m}$ und überdeckt den Bereich $8^\circ \leq \vartheta \leq 36^\circ$. Die Glasblöcke besitzen eine Dicke von 20 Strahlungslängen mit einem Frontquerschnitt von $5 \times 5\text{ cm}^2$ und sind in ihrer Form nicht genau auf den primären Wechselwirkungspunkt ausgerichtet, um Ineffizienzen für Spuren zwischen den Blöcken zu verhindern. Sie erreichen eine Winkelauflösung pro Block von etwa $1^\circ \times 1^\circ$ in φ und ϑ . Das Kalorimeter erreicht eine Energieauflösung von $\Delta E/E = 0.03 \oplus 0.12/\sqrt{E} \oplus 0.11/E$ (E in GeV).
- Das Hadronkalorimeter (HAC) ist in einen Vorwärts- und Zentraldetektor unterteilt. Es überdeckt insgesamt $\vartheta \geq 11^\circ$ und dient gleichzeitig als Eisenjoch zur Rückführung des magnetischen Flusses. Das Eisen des Jochs dient als Absorbermaterial, welches mit Proportionalkammern instrumentiert ist. Es besitzt in φ eine Auflösung von 3.75° und in ϑ eine Auflösung von 2.96° im Zentralbereich, sowie von 2.62° im Vorwärtsbereich. Die Energieauflösung beträgt $\Delta E/E = 0.21 \oplus 1.12/\sqrt{E}$ (E in GeV).
- Es existieren zwei weitere Kalorimeter im extremen Vorwärtsbereich, welche der Luminositätsmessung aus der Bhabha-Streuung dienen. Zur Messung der absoluten Luminosität wurde bis Ende 1993 ein Sampling-Kalorimeter (SAT) aus Blei und szintillierenden Fibern im Bereich von 43 bis 135 mrad eingesetzt. Es wurde durch ein Sampling-Kalorimeter (STIC) mit dem erweiterten Akzeptanzbereich von 29 bis 185 mrad bei $z = \pm 220\text{ cm}$ ersetzt. Ergänzt wird die Luminositätsmessung durch ein Wolfram-Silizium-Kalorimeter (VSAT) bei $z = \pm 7.7\text{ m}$, welches die relative Luminosität im Winkelbereich hoher Statistik bei 5 bis 7 mrad mißt.

Teilchenidentifikation:

Neben den klassischen Detektoren zur Teilchenidentifikation (dE/dx -Messung in der TPC, Myon-Kammern, Rekonstruktionsalgorithmen für Spur- und Kalorimeterinformationen) besitzt DELPHI als einziger LEP-Detektor einen ringabbildenden Cherenkov-Zähler. Es existieren im Zentral- (BRICH), wie auch im Vorwärtsbereich (FRICH), Detektoren, die jeweils mit einem Flüssigkeits- und einen Gasradiator ausgestattet sind. Durchquert ein geladenes Teilchen mit der Masse m und dem Impuls p diese Radiatoren mit einer Geschwindigkeit, die über der Lichtgeschwindigkeit in dem Medium mit dem Brechungsindex n liegt, so emittiert es Cherenkov-Licht unter dem Winkel $\cos \theta_C = 1/n \sqrt{1 + m^2/p^2}$ zur Flugbahn des Teilchens. Diese Cherenkov-Photonen werden dann über eine gemeinsame Drift-Röhre nachgewiesen. Die beiden unterschiedlichen Brechungsindizes der Radiatoren, in Verbindung mit der Vetoinformation, falls kein Licht emittiert wurde, ergeben eine Teilchenidentifikation über fast den gesamten Impulsbereich. So operiert der Flüssigkeitsradiator im Bereich $0.7 \text{ GeV} < p < 8.5 \text{ GeV}$ und der Gasradiator bei Impulsen zwischen 2.5 GeV und 45 GeV .

3.2.2 Die Datennahme

Die neben den erwünschten Ereignissen auftretenden Untergrundereignisse machen es notwendig, ein Werkzeug bereitzustellen, um die physikalisch interessanten Ereignisse mit maximaler Effizienz zu selektieren. Zur Selektion interessanter Ereignisse besitzt DELPHI ein vierstufiges Triggersystem T1 bis T4 mit jeweils härter werdenden Selektionskriterien, das die Entscheidung zur Auslösung der Datennahme übernimmt. Die Stufen T1 und T2 arbeiten seit Beginn der Datennahme (1989) und sind synchron zum Signal des „Beam Cross Over“, dem BCO geschaltet. Sie benutzen redundante Signale verschiedener Detektorkomponenten, um eine hohe und stabile Effizienz zu garantieren. T1 trifft dabei eine Vorentscheidung $3.5 \mu\text{s}$ nach dem BCO, welche dann mit erweiterter Detektorinformation von T2 $39 \mu\text{s}$ nach dem BCO die Datennahme auslöst. Diese Auslese dauert etwa 3 ms pro Ereignis. Die Triggerstufen T3 und T4 sind als Softwarefilter ausgelegt und arbeiten asynchron zum BCO. T3 (seit 1992) benutzt detailliertere Informationen als T2 und halbiert damit die Rate an Untergrundereignissen. Die Stufe T4 verwirft seit 1994 nochmals 50% des verbleibenden Untergrundes aus T3, wobei die endgültige Datenrate im Bereich von $2\text{--}4 \text{ Hz}$ liegt. Bei einer positiven Trigger-Entscheidung startet das Datennahmesystem (DAS) die Auslese der Daten für die einzelnen Subdetektoren. Beginnend bei den Rechnern der einzelnen Detektorkomponenten werden über ein mehrstufiges System die vollständigen Informationen des Ereignisses in eine spezielle Datenbankstruktur (ZEBRA [22]) gefüllt und dann auf Datenträger geschrieben. Die Größe eines typischen Z -Ereignisses liegt bei etwa 150 KB .

Neben der korrekten Datennahme der Detektorinformationen ist es notwendig, den Status des Detektors zu kontrollieren (Sicherheit und Schutz des Detektorsystems) und zu pro-

tokollieren. Das Protokoll der Detektorparameter wie Spannungsversorgung, Gasdruckverteilungen, Temperatur und Status der einzelnen Module wird dann für die spätere Aufbearbeitung der Daten benötigt und in der Datenbank CARGO [19] abgelegt.

3.2.3 Die Datenverarbeitung

Rekonstruktion:

Die vom DELPHI-Detektor gelieferten Rohdaten enthalten die vollständigen Signale der einzelnen Detektorkomponenten. Um diese effizient einer physikalischen Analyse unterziehen zu können, werden sie von dem Analyseprogramm DELANA [20] prozessiert, um die Spurparameter zu bestimmen. In jedem Schritt der Rekonstruktion stehen die aktuellen Parameter über den Zustand und Geometrie des Detektors zur Verfügung (CARGO). Beginnend bei den einzelnen Unterdetektoren werden die entsprechenden Rohdaten dekodiert und kalibriert. Falls möglich wird eine lokale Mustererkennung durchgeführt. Dies ergibt dann ein- oder zweidimensionale Raumpunkte, Energieschauer in den Kalorimetern oder vollständig rekonstruierte Spurstücke mit dreidimensionaler Information (nur TPC und FCB). Die so gewonnenen Spurstücke werden dann zu vollständigen Spuren zusammengefaßt, wobei anschließend Zweideutigkeiten bei der Zuordnung aufgelöst werden müssen. An dieser Stelle gab es im Rahmen der endgültigen Datenprozessierung am Ende der LEP I Periode eine wesentliche Änderung in der Struktur der Rekonstruktion.

Alt Bei der alten Spursuche wurden die Spurstücke aus der TPC als Startpunkte benutzt. Diese wurden dann nach innen bzw. außen zu den Informationen des ID und OD extrapoliert. Entsprechendes galt für den Vorwärtsbereich, wobei Spurstücke der FCB zusätzlich als Startpunkt dienten, da die Genauigkeit der TPC in diesem Bereich nicht immer ausreicht. Die Spurparameter der so gefundenen Kandidaten wurden in einer Anpassung (Spurfit) bestimmt, im Anschluß wurden Ambiguitäten (Spurstücke können zu mehreren Spurkandidaten assoziiert werden) gelöst. Eine wiederholte Spursuche diente dazu, die Präzision bestehender Spuren zu verbessern oder weitere Spurkandidaten zu erzeugen. Dies geschah unter erneuter Benutzung der im Spurfit oder in der Ambiguitätsstufe verworfenen Spurstücke sowie bisher nicht verwendeter Spurstücke (z.B. bei nicht ausreichender Meßgenauigkeit). In dieser Stufe wurden die Spurpunkte des VD zu den Spuren assoziiert, wobei insgesamt keine Zweideutigkeiten mehr zugelassen wurden. Die Informationen der Myon-Kammern und Energieschauer wurden danach assoziiert, wobei verbleibende Schauer als neutrale Spuren gewertet wurden. Mit den so gefundenen Spuren wurden dann die Informationen der Cherenkov-Detektoren ausgewertet.

Neu Die große Aussagekraft des VD bei der Auflösung der Spuren nahe am primären Vertex blieb bei dem alten Vorgehen zur Spursuche und bei der Lösung der Ambiguitäten unberücksichtigt. Die Probleme der TPC in den Sektorgrenzen spiegelten

sich somit in der Spursuche wider. Weiterhin existierten viele Spuren mit falschen oder zu wenigen VD-Spurpunkten. Die neue Spursuche versucht nun, mit verschiedenen Startpunkten für den Spurfit einen kompletten Satz der Spuren und ihrer Wechselwirkungen zu finden. Die Suche beginnt nun außer mit den Spurstücken in der TPC auch mit ID-VD, ID-VD-OD und ID-OD Kombinationen. In die Spursuche des Vorwärtsbereichs geht der VD ebenfalls mit ein.

Die Tatsache, daß nun mehrere gleichberechtigte und komplexere Spursuchen existieren, erhöht stark die Anzahl der mehrfach verwendeten Spurstücke. Die Strategie der neuen Ambiguitätslösung [26] liegt darin, die Spurkandidaten in geordneten Listen anzugeben, wobei mehrfach verwendete Spurstücke von oben beginnend aus den folgenden Kandidaten entfernt werden. Die Spurparameter der veränderten Kandidaten werden jeweils neu bestimmt. Mittels einer Wertung wird die optimale Liste der eindeutigen Spuren ausgewählt. Die Anzahl der zu untersuchenden Kombinationen wird durch Entfernen äquivalenter Listen in einem rekursiv arbeitenden Algorithmus verringert.

Abbildung 3.3 zeigt die graphische Darstellung eines DELPHI-Ereignisses aus der Meßperiode 1994 in der alten (94-DELANA-B) und der neuen (94-DELANA-C) Prozessierung. Die Zunahme der Spuranzahl sowie die Verbesserung der Übereinstimmung der Spurtrajektorien mit den Auslösern des VD ist deutlich zu erkennen. Das Massendifferenzspektrum des Zerfalls $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) \pi_{sl}^+$ in Abbildung 3.4 verdeutlicht diese Verbesserung. Die Effizienz verbessert sich etwa um einen Faktor 2.4 bei gleichbleibender Reinheit. Die Selektionskriterien sind für beide Prozessierungen identisch.

Die Ergebnisse der Rekonstruktion werden als sogenannte DSTs gespeichert, wobei sich die Größe eines typischen hadronischen Z -Ereignisses von etwa 150 KB im Rohdatenformat auf im Mittel 60 KB reduziert. Die gespeicherten Informationen sind dabei immer noch so umfangreich, daß weitere Korrekturen (z.B. weiter entwickelte Kalibrationen, Spursuchen und Identifikationsalgorithmen) angebracht werden können (DSTANA). Somit wird ein Rechenzeit-intensives Reprozessieren der Rohdaten vermieden. Es wird damit die Qualität der Daten effizient verbessert, und es können außerdem die Effizienzen, Reinheiten und Auflösungen der Simulation an die der Daten angepaßt werden. Dieses Verfahren resultiert in „shortDST“ (SDST) Dateien mit einer mittleren Größe von 20 KB pro Ereignis.

In Wuppertal werden die Daten (SDST) in ein eigenes Format überführt, mit dem dann effizient und individuell die Analysen durchgeführt werden können. Die mittlere Größe eines Ereignisses beträgt dann nur noch 6 KB.

Für die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse wurden die Datensätze basierend auf den SDST-Prozessierungen 92E2, 93D2, 94C2 sowie 95D2 verwendet.

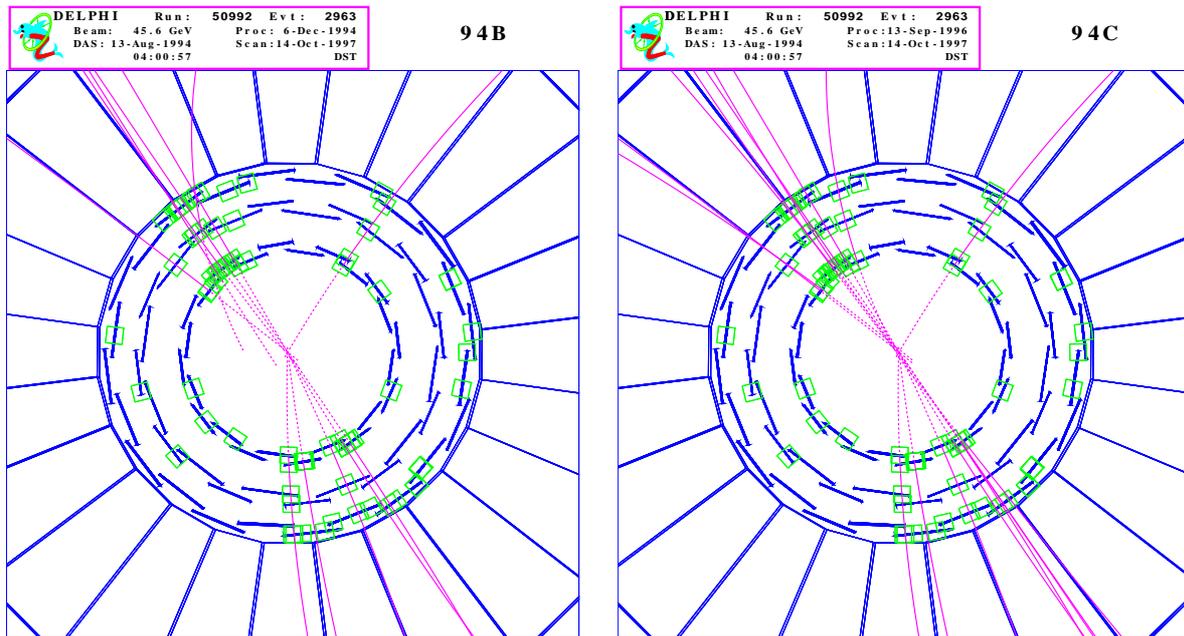


Abbildung 3.3: Detektor-Graphik eines Ereignisses aus der Meßperiode 1994 in der 94B- und 94C-Prozessierung [21]. Neben der Struktur des VD ist ein Teil der Jetkammer des ID dargestellt.

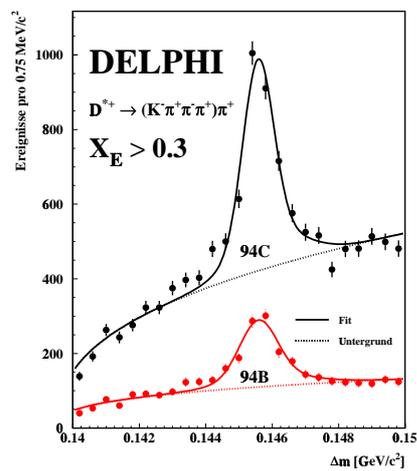


Abbildung 3.4: Das Massendifferenzspektrum des Zerfalls $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) \pi^+$ in der 94B- und 94C-Prozessierung [21]. Die Selektionskriterien sind in beiden Fällen identisch.

Simulation:

Für die meisten Analysen ist es notwendig, Vorhersagen für die real in einem Experiment gewonnenen Daten zu besitzen. Der Vergleich mit anderen Experimenten und theoretischen Ansätzen kann oft erst nach Korrekturen auf Detektoreffekte (z.B. begrenzte Akzeptanz und Nachweiswahrscheinlichkeit) durchgeführt werden. Weiterhin sind zur Interpretation und systematischen Untersuchung der Meßergebnisse exakte Vorhersagen notwendig. Ebenso liefert diese Simulation der Daten einen guten Test der Analyseketten und des Verständnisses über den Detektor. Um diese Kriterien zu erfüllen, müssen die Simulationen in exakt der gleichen Weise behandelt werden wie die gemessenen Daten. Gleichzeitig müssen die Vorhersagen eine bestmögliche Übereinstimmung in den verschiedenen Variablen mit den gemessenen Daten aufweisen [24].

Das DELPHI-Simulationsprogramm DELSIM [23] kann im wesentlichen in drei Komponenten unterteilt werden:

- modellabhängige Generation des initialen Prozesses $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f^+f^-$ (LEP I) und der evtl. anschließenden Hadronisierung mit verschiedenen externen Generatoren (BABAMC [27], DYMU3 [28], KORALZ [29], JETSET [30], HERWIG [31], ARIADNE [32]).
- Verfolgung der erzeugten Teilchen durch den Detektor mit gegebenem Magnetfeld unter der Berücksichtigung möglicher Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial:

– Energieverlust und Vielfachstreuung	– Paarbildung
– Bremsstrahlung	– Erzeugung von δ -Elektronen
– Photoeffekt	– hadronische Wechselwirkung in Materie
– Comptoneffekt	– Zerfall kurzlebiger Teilchen
- Bestimmung der Reaktion der einzelnen Detektorkomponenten auf das Teilchen, wobei die einzelnen Subdetektoren auch individuelle Module zur Simulation besitzen.

Die genaue Beschreibung der Detektorverhältnisse wie z.B. Detektorgeometrie und Kalibrierungskonstanten werden derselben Datenbank (CARGO) entnommen, die auch für die Prozessierung der realen Daten verwendet wird. Der so erzeugte simulierte Datensatz wird in der gleichen Struktur wie die realen Daten abgelegt und wird von dem Rekonstruktionsprogramm DELANA verarbeitet, so daß er dann in demselben Analysestrom weiter analysiert werden kann. Die der Simulation zugrundeliegende Information über den ursprünglichen physikalischen Prozeß steht in jedem Schritt der Prozessierung zur

Verfügung. So kann aus dem beobachteten Ereignis mittels der Simulation auf den zugrundeliegenden Prozeß geschlossen werden.

4

Selektion hadronischer Ereignisse

Zur Analyse der D -Meson Produktion in hadronischen Z -Ereignissen $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$ müssen Untergrundereignisse aus dem Datensatz entfernt und die Qualität der Datennahme bzw. der Spurrekonstruktion sichergestellt werden. Die Untergrundereignisse setzen sich aus konkurrierenden e^+e^- -Streuprozessen zusammen:

- leptonische Z -Zerfälle ($e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow l\bar{l}$, $l = e, \mu, \tau$)
- zwei Photon Ereignisse

sowie aus Ereignissen, die unabhängig von der e^+e^- -Streuung sind:

- Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkung
- kosmische Strahlung

Die Ereignisselektion gliedert sich in drei Schritte. Nach der Auswahl der Perioden, in denen die Datennahme durch den Detektor eine ausreichende Qualität aufweist, werden Anforderungen an die Qualität und Zugehörigkeit der Spuren aus einem hadronischen Ereignis gestellt. Basierend auf den Ergebnissen der Spurselektion werden Untergrundergebnisse aufgrund ihrer Topologie diskriminiert.

Detektorstatus:

Der Status der einzelnen Detektorkomponenten des DELPHI-Detektors wird während der Datennahme protokolliert, so daß in der weiteren Analyse die Beteiligung einzelner Subdetektoren an der Datennahme für die individuellen Analysen gefordert werden kann. Der Status wird dabei nicht für einzelne Ereignisse abgelegt, sondern der Mittelwert für eine Meßperiode („run“), für die der Status aller Detektorkomponenten stabil war.

Von zentraler Bedeutung bei der Rekonstruktion von D -Mesonen ist eine präzise und vollständige Spurrekonstruktion. Für die TPC, den zentralen Spurdetektor in DELPHI,

wird deshalb ein Status besser als 99 % gefordert. Damit wird gleichzeitig eine ausreichende Zuverlässigkeit der dE/dx -Messung erreicht.

Die Anforderung an weitere Subdetektoren richtet sich nach der Topologie der verschiedenen D -Zerfallskanäle. Für den semileptonischen Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^- \mu^+ (\nu_\mu)) \pi_{sl}^+$, für den eine Identifikation des Myons gefordert wird, muß der Status der Myonkammern mindestens 80 % betragen. Die π^0 Rekonstruktion des $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \gamma \gamma) \pi_{sl}^+$ Zerfalls mittels direkter Photonen aus dem π^0 Zerfall bzw. Konversionselektronen dieser Photonen erfordert einen minimalen Status von 80 % der HPC. Für den semileptonischen Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^- e^+ (\nu_e)) \pi_{sl}^+$ wird ebenfalls mindestens 80 % der HPC gefordert, um eine gute Identifikation für Elektronen zu gewährleisten.

Die Teilchenidentifikation des zentralen RICH-Detektors wird wegen der eingeschränkten Teilnahme an der Datenauslese, besonders in den Meßperioden der Jahre 1992 und 1993, nur ergänzend in der Analyse verwendet. Der Detektorstatus des RICH wirkt deshalb nicht einschränkend auf die Selektion, sondern es wird die Beteiligung des RICH in der Simulation an die in den Daten angepaßt (siehe Kapitel 5.1).

Spurselektion:

Die Anforderung an die Parameter der rekonstruierten Spuren dient zur Selektion von Spuren mit ausreichender Qualität sowie zur Unterdrückung von Spuren aus Untergrundprozessen, die unabhängig von dem e^+e^- -Vernichtungsprozess sind.

In hadronischen Z -Zerfällen findet man eine große Anzahl geladener Spuren, die direkt aus dem primären Zerfallsort stammen, bzw. die bei Zerfällen kurzlebiger Hadronen, d.h. nahe am primären Vertex, produziert werden. In dieser Analyse wird deshalb der primäre Vertex bestimmt und die Parameter der Spuren bezüglich dieses Ortes angegeben. Die Bestimmung wird für jedes Ereignis durchgeführt, da die Wechselwirkungszone der Elektron- und Positronpakete u.a. aufgrund von Veränderungen der Einstellung des LEP-Beschleunigers einer zeitlichen Variation unterliegt. Weiterhin existiert eine intrinsische räumliche Streuung der primären Reaktion aufgrund der Ausdehnung der Strahlpakete. Der mittlere Wechselwirkungsort $\langle \vec{X} \rangle$ („Beam Spot“) wird für jede Periode mit konstanter Detektorbeteiligung bestimmt [33]. In jedem Ereignis einer Periode werden Vertizes rekonstruiert und aus deren Kombination der mittlere Wechselwirkungsort sowie dessen Streuung bestimmt. Unter Verwendung des mittleren Wechselwirkungsortes $\langle \vec{X} \rangle$ wird in einer χ^2 -Anpassung [34, 35] aus allen geladenen Spuren N_{ch} in der Perigee-Darstellung¹ $\vec{q}_i(\epsilon_i, \Delta z, \vartheta_i, \varphi_i, 1/r_i)$ der primäre Vertex \vec{V} bestimmt. Die angepaßten Spurparameter \vec{q}_i^f lassen sich als Funktion $\vec{F}(\vec{V}, \vec{p}_{\vec{V}})$ der Vertexposition $\vec{V} = (V_x, V_y, V_z)$ und der Spurparameter $\vec{p}_{\vec{V}} = (\vartheta_{i,\vec{V}}, \varphi_{i,\vec{V}}, 1/r_{i,\vec{V}})$ im Vertex bestimmen. Aus dem Vergleich zwischen den gemessenen Spurparametern \vec{q}_i^g und den angepaßten Spurparametern \vec{q}_i^f wird mit dem

¹In der Perigee-Darstellung werden in DELPHI die Spurparameter in bezug auf den Ursprung des DELPHI-Koordinatensystems durch den Abstand zum Bezugspunkt in der xy -Ebene ϵ_i (vorzeichenbehaftet) und in der z -Koordinate Δz , den Polarwinkel ϑ_i und Azimutwinkel φ_i sowie der Krümmung der Spur $1/r_i$ gegeben.

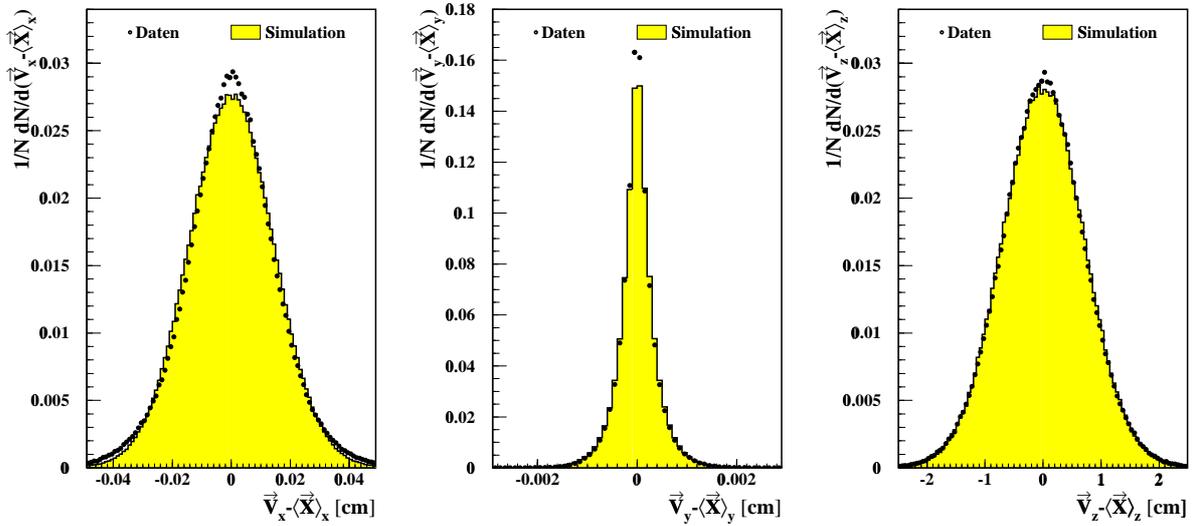


Abbildung 4.1: Die Bestimmung des primären Vertex \vec{V} in Bezug auf den mittleren Wechselwirkungsort $\langle \vec{X} \rangle$ exemplarisch für die Daten des Jahres 1995. Die Ergebnisse für die Bestimmung in der Simulation sind ebenfalls dargestellt.

mittleren Wechselwirkungsort $\langle \vec{X} \rangle$ als Nebenbedingung der primäre Vertex bestimmt. Dabei werden die Gewichtsmatrizen $W_{\vec{x}_i}$, $W_{\langle \vec{X} \rangle}$ aus der Spurmessung und der Bestimmung des mittleren Wechselwirkungsortes berücksichtigt:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{ch}} \left(\vec{q}_i^g - \vec{F}(\vec{V}, \vec{p}_{\vec{V}}) \right)^T W_{\vec{x}_i} \left(\vec{q}_i^g - \vec{F}(\vec{V}, \vec{p}_{\vec{V}}) \right) + \left(\langle \vec{X} \rangle - \vec{V} \right)^T W_{\langle \vec{X} \rangle} \left(\langle \vec{X} \rangle - \vec{V} \right). \quad (4.1)$$

Iterativ werden nun die Spuren mit dem jeweils größten χ^2 -Beitrag aus der Anpassung entfernt, um Spuren aus Zerfällen zu unterdrücken, welche die Position des primären Vertex verzerren. Dieser Prozeß wird wiederholt, bis das χ^2 pro Spur aller noch beteiligten Spuren höchstens drei beträgt. Falls nicht mit mindestens zwei Spuren dieses Kriterium erfüllt wird, ersetzt der mittlere Wechselwirkungsort den primären Vertex. Die Ergebnisse der Bestimmung des primären Vertex sowie die Übereinstimmung zwischen Daten und der Simulation getrennt für die drei Koordinaten sind in Abbildung 4.1 gezeigt. Tabelle 4.1 zeigt die erreichten Auflösungen bei der Bestimmung des primären Vertex. Die schlechtere Auflösung in der x - relativ zur y -Koordinate erklärt sich durch die Synchrotronstrahlung der Strahlteilchen in der Ebene des Beschleunigers. Ab 1994 zeigt sich eine deutliche Verbesserung der Auflösung in der z -Koordinate durch die Verbesserung des Vertex-Detektors. Alle geladenen Spuren werden im Anschluß zum primären Vertex extrapoliert, und die Spurparameter werden neu bestimmt.

Koordinate	1992	1993	1994	1995
δ_x	36.3	35.4	35.8	37.3
δ_y	9.9	9.8	9.9	9.8
δ_z	461.4	488.1	66.8	65.1

Tabelle 4.1: Die Auflösungen der Bestimmung des primären Vertex für die Datensätze der Jahre 1992 – 1995.

Die Schnitte an die Qualität der Spuren sind in Tabelle 4.2 gegeben. Neben der Meßgenauigkeit des Impulses wird der zugelassene Impulsbereich eingeschränkt. Spuren aus sekundären Wechselwirkungen mit dem Detektor besitzen kleine Impulse. Der Schnitt auf den minimalen Impuls unterdrückt diese Spuren, welche kaum Information über die primäre Struktur des Ereignisses enthalten. Weiterhin muß der maximale Impuls im Bereich der Strahlenergie liegen. Die Spurlänge l_{tr} aus der Spurrekonstruktion muß einen Mindestwert aufweisen, um eine ausreichende Qualität der Rekonstruktion zu gewährleisten. VD-Spuren, die speziell mit dem Programmpaket MAMMOTH [36] rekonstruiert wurden, werden nicht dem Schnitt auf die Spurlänge unterzogen. Die Anforderungen an die Impaktparameter δ in $R\phi$ - und z -Richtung unterdrücken Spuren, die nicht aus dem primären Vertex bzw. nicht aus Zerfällen kurzlebiger Hadronen stammen. Spuren aus dem Vorwärtsbereich des DELPHI-Detektors, die mit den Spurkammern FCA und FCB gemessen wurden, besitzen nur eine unzureichende Signifikanz auf den primären Vertex. Sie werden deshalb nicht dem Schnitt auf die Impaktparameter unterzogen. Die Parameter dieser Spuren werden in einer erneuten χ^2 -Anpassung unter Berücksichtigung des primären Vertex bestimmt. Der Schnitt auf das maximale χ^2 der Anpassung verwirft Spuren, welche nicht mit dem primären Vertex vereinbar sind.

Ereignisselektion:

Aus den selektierten Spuren werden Anforderungen an das rekonstruierte Ereignis abgeleitet, um hadronische Z -Zerfälle von Untergrundereignissen zu trennen. Die Forderung nach mindestens fünf geladenen Spuren unterdrückt leptonische Z -Zerfälle sowie Beiträge aus der kosmischen Strahlung. Ereignisse aus Wechselwirkungen des Strahls mit dem Restgas in der Röhre und dem Strahlrohr selbst erzeugen geladene Spuren mit einer Gesamtenergie deutlich unter der Schwerpunktenenergie \sqrt{s} . Zwei Photon-Ereignisse weisen ebenfalls nur kleine geladene Gesamtenergien auf. Ein Schnitt auf die Gesamtenergie der geladenen Spuren $E_{ch} > 12\% \sqrt{s}$ ergibt eine wirkungsvolle Unterdrückung dieser Komponenten. Die Verteilungen für die geladene Multiplizität und die geladene Energie sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und der Simulation für die geladene Multiplizität, wobei eine Verschiebung von etwa 1 GeV für die geladene Energie erkennbar ist. Im Bereich der ansteigenden Flanke der Verteilung der geladenen Energie oberhalb des Selektionskriteriums zeigt sich aber eine ausreichende Übereinstimmung, so daß keine Probleme durch die Selektion und eine gute

Allgemein	
Ladung q	$ q > 0$
Impuls $ \vec{p} $	$0.4 \text{ GeV} < \vec{p} < 50 \text{ GeV}$
relativer Impulsfehler	$\Delta \vec{p} / \vec{p} < 1$
Spurlänge l_{tr}	$l_{tr} > 30 \text{ cm}$
Polarwinkel θ_{tr}	$\theta_{tr} > 20^\circ$
Zentralbereich	
Impaktparameter δ in $R\phi$	$ \delta_{R\phi} < 4 \text{ cm}$
Impaktparameter δ in z	$ \delta_z < 10 \text{ cm}$
Vorwärtsbereich (FCA,FCB)	
χ^2 der erneuten Spuranpassung	$\chi_{ref}^2 < 100$

Tabelle 4.2: Die Spurschnitte zur Ereigniseselektion.

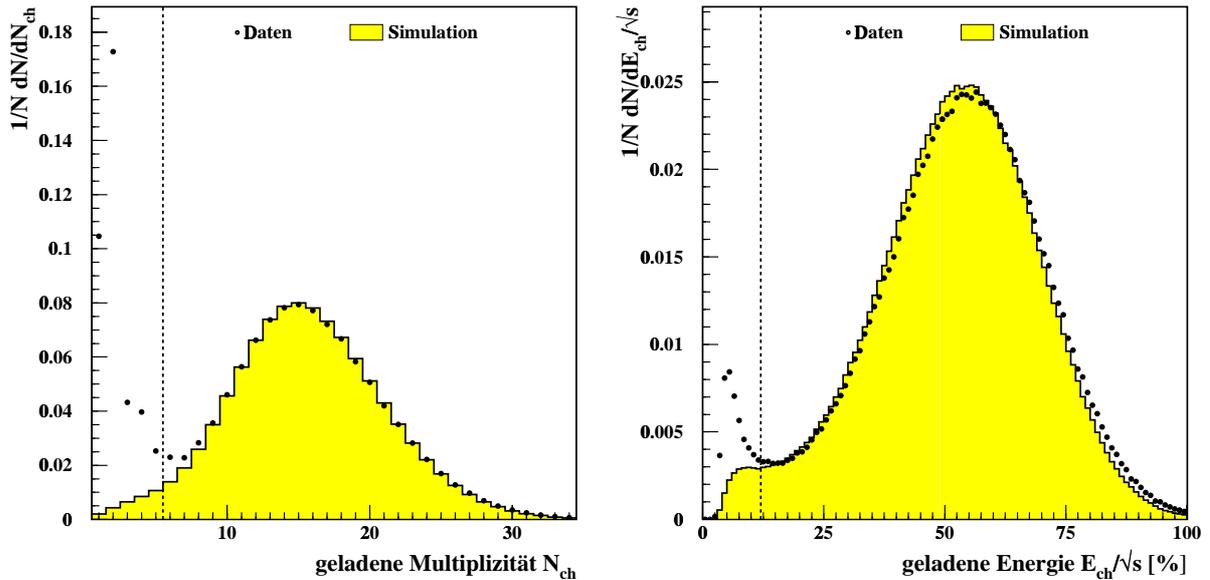


Abbildung 4.2: Die geladene Multiplizität (links) und die totale geladene Energie (rechts) für die Daten des Jahres 1995. Die Schnitte zur Selektion hadronischer Ereignisse sind durch die Linien angedeutet. Die Verteilungen der Simulation sind ebenfalls dargestellt. Die Verteilung der totalen geladenen Energie beinhaltet den Schnitt auf die geladene Multiplizität.

Unterdrückung des Untergrundes erwartet werden.

Der verbleibende Anteil an Untergrundereignissen wurde unter Verwendung der Simulation abgeschätzt.

Die Effizienz für die Selektion von τ -Ereignissen wurde zu 6.2% bestimmt. Das Verhältnis $R_\tau = 20.78 \pm 0.13$ [37] aus dem hadronischen und dem τ -Wirkungsquerschnitt ist nahezu konstant für die hier betrachteten Energien im Bereich Z -Resonanz, weshalb der τ -Untergrund konstant zu 0.3% abgeschätzt wird.

Für der Untergrund aus Bhabha-Ereignissen wurde die Selektionseffizienz zu 1.1% bei einem Wirkungsquerschnitt von 6.9 nb bestimmt. Daraus ergibt sich ein Untergrund aus Bhabha-Ereignissen von 0.3% auf dem Pol der Z -Resonanz sowie 0.6% oberhalb und 0.8% unterhalb der Resonanz.

Der Wirkungsquerschnitt für Zwei-Photon Ereignisse beträgt 16 ± 3 pb [37] und variiert nur schwach mit der Schwerpunktenenergie. Aus dem Vergleich mit den hadronischen Wirkungsquerschnitten [37] im Bereich der Z -Resonanz wurde der Untergrund aus Zwei-Photon Ereignissen zu maximal 0.2% abgeschätzt.

Aufgrund der geringen erwarteten Beiträge aus Untergrundereignissen und der Tatsache, daß keine D -Meson-Kandidaten in den Untergrundstudien rekonstruiert wurden, kann der Einfluß auf die weitere Analyse zur Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie vernachlässigt werden.

In Tabelle 4.3 sind die selektierten Ereignisanzahlen für Daten und die Simulation für die Jahrgänge 1992–1995 zusammengefaßt. Die Selektionseffizienz wurde aus der Simulation zu 95.7% bestimmt.

Jahr	Daten Ereignisse			Simulation	
	91.235 GeV	89.434 GeV	92.990 GeV	Ereignisse	Effizienz
1992	703859	—	—	2003142	95.7 %
1993	475151	97623	134240	1893139	95.6 %
1994	1386191	—	—	3551362	95.7 %
1995	458700	84763	131637	1126557	95.8 %
92-95	3023901	182386	265877	8574200	95.7 %

Tabelle 4.3: Die Anzahl selektierter hadronischer Ereignisse.

5

Die Methoden zur Teilchenidentifikation

Bei der Konzeption des DELPHI-Detektors wurde ein Schwerpunkt auf die Berücksichtigung verschiedener Methoden zur Teilchenidentifikation gelegt. Dies führt zu einem modularen Aufbau des Detektors, um die präzise Spurrekonstruktion zu gewährleisten sowie eine komplexe Identifikation durchführen zu können.

In der hier vorgestellten Analyse rekonstruierter D -Mesonen ist es notwendig, spezielle Zerfälle über die Identifikation der Zerfallsprodukte zu rekonstruieren und den kombinatorischen Untergrund zu diskriminieren. Die große Anzahl von geladenen Pionen im hadronischen Endzustand kann dabei über falsche Massenzuweisungen bei der Rekonstruktion zu einem großen kombinatorischen Untergrund führen. Zur Identifikation von geladenen Kaonen und Pionen werden die Informationen des RICH-Detektors sowie der TPC verwendet. Für die Elektron- und Myon-Identifikation in den semileptonischen Zerfallskanälen gehen zusätzliche Algorithmen zur Teilchenerkennung ein. Diese basieren auf den Messungen des zentralen elektromagnetischen Kalorimeters (HPC) sowie der Myon-Kammern. Weiterhin stehen für die Rekonstruktion und Identifikation neutraler Pionen die detaillierten Informationen des zentralen elektromagnetischen Kalorimeters zur Verfügung.

5.1 Messung der Cherenkov-Strahlung im RICH

Der DELPHI-Detektor ist im Zentral- und Vorwärtsbereich jeweils mit einem Cherenkov-Detektor ausgestattet. Bei der Inbetriebnahme dieses Detektorsystems wurde der Entwicklungsschwerpunkt auf den Zentralbereich gelegt, wodurch eine ausreichende Funktionalität des RICH-Detektors im Vorwärtsbereich erst zu einem späten Zeitpunkt erreicht wurde. In dieser Analyse wird deshalb nur die Information des zentralen RICH-Detektors verwendet. Gas- und Flüssigkeitsradiator des zentralen RICH-Detektors waren ebenfalls in unterschiedlichem Maße an der Datennahme beteiligt. Um eine adäquate Be-

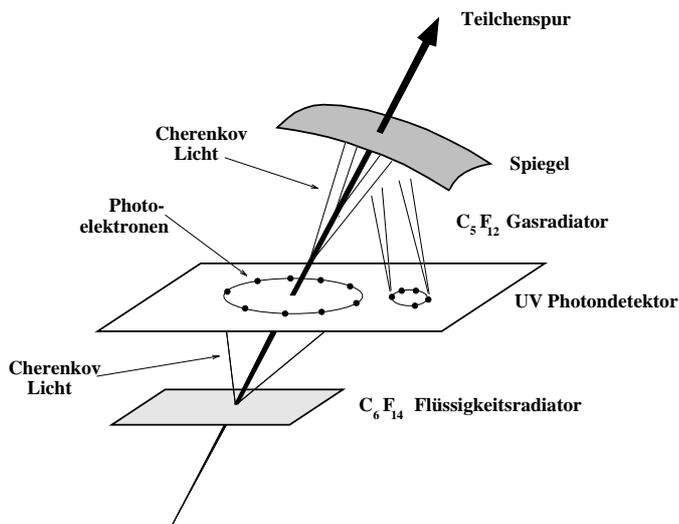


Abbildung 5.1: Der prinzipielle Aufbau und die Funktionsweise des zentralen RICH-Detektors.

schreibung der Identifikation durch die Simulation zu erreichen, wird die Beteiligung in der Simulation an die in den Daten angepaßt. In Abhängigkeit vom Jahrgang und Zerfallskanal werden dabei Kandidaten aus der Simulation entfernt. Der Flüssigkeitsradiator stand in den Jahren 1992 und 1993 nicht bzw. nur in sehr geringem Maße zur Verfügung, weshalb seine Beteiligung in der Simulation in diesen Jahren vollständig unterdrückt wird.

Mit dem RICH-Detektor wird die Masse eines Teilchens unter Ausnutzung des Cherenkov-Effekts bestimmt. Durchquert ein geladenes Teilchen ein Medium mit dem Brechungsindex n , so emittiert es Cherenkov-Licht unter dem Winkel θ_C zur Flugbahn, wobei gilt:

$$\cos \theta_C = \frac{1}{\beta n} = \frac{1}{n} \sqrt{1 + \frac{m^2}{p^2}}. \quad (5.1)$$

Dabei ist $\beta = p/E$ die relativistische Geschwindigkeit, m die Masse und p der Impulsbetrag des Teilchens. Eine Messung des Impulses aus der Spurrekonstruktion und des Winkels θ_C im RICH-Detektor legt somit die Masse des Teilchens fest.

Aus Gleichung 5.1 ergibt sich eine untere Grenze für den Teilchenimpuls, ab der Cherenkov-Licht emittiert wird. Aus der Bedingung $\cos \theta_C < 1$ folgt:

$$p > \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}}. \quad (5.2)$$

Unterhalb dieser Impulsgrenze kann die Winkelmessung als Veto ausgelegt werden. Gleichzeitig existiert ein Sättigungswinkel θ_C^{max} , der unabhängig von der Teilchenmasse für $\beta \approx 1$

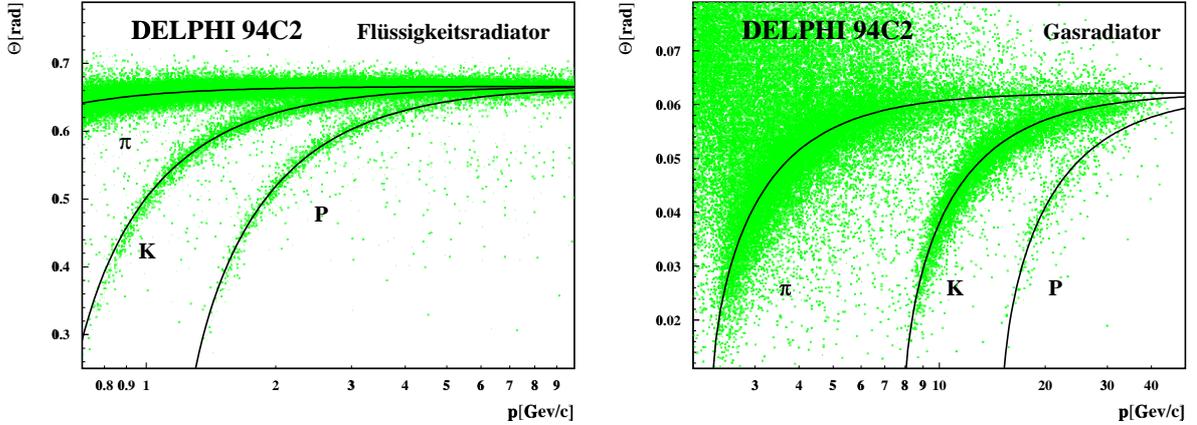


Abbildung 5.2: Verteilungen des Cherenkov-Winkels im Flüssigkeits- (links) und Gasradiator (rechts). Die Erwartungen für Pionen, Kaonen und Protonen sind als Linien dargestellt.

erreicht wird:

$$\cos \theta_C^{max} \approx \frac{1}{n}. \quad (5.3)$$

Der RICH-Detektor im Zentralbereich besitzt für beide Radiatoren eine gemeinsame Driftröhre zum Nachweis der Cherenkov-Photonen. Die unterschiedlichen Brechungsindizes für den Gas- ($n=1.00172$) und Flüssigkeitsradiator ($n=1.283$) ergänzen sich zu einer fast vollständigen Überdeckung des gesamten Impulsbereichs (Flüssigkeit: $0.7 \text{ GeV} \leq p \leq 8 \text{ GeV}$; Gas: $p \geq 2.5 \text{ GeV}$). Als maximale Cherenkov-Winkel ergeben sich aus den unterschiedlichen Brechungsindizes $\theta_C^{max} = 677.1 \text{ mrad}$ für den Flüssigkeitsradiator bzw. 58.6 mrad für den Gasradiator. Bedingt durch die begrenzte Auflösung des Cherenkov-Winkels ist in der Nähe des maximalen Cherenkov-Winkels keine Teilchenidentifikation mehr möglich.

Der prinzipielle Aufbau und die Funktionsweise des zentralen RICH-Detektors sind in Abbildung 5.1 dargestellt. Die Cherenkov-Photonen aus beiden Radiatoren ionisieren in der gemeinsamen Driftröhre ein photosensitives Gas, das in der Röhre in einer geringen Konzentration vorhanden ist. Am Ende der Driftröhre (im Bereich der Endkappen des DELPHI-Detektors) werden die Photoelektronen in einer Vieldrahtproportionalzählkammer ausgelesen. Die Gasverstärkung der Driftkammer ist so ausgelegt, daß einzelne Photoelektronen noch nachgewiesen werden können. Die Position des initialen Photons wird aus der xy -Messung der Drahtkammer und der Laufzeit (z -Messung) der Photoelektronen rekonstruiert. Die Cherenkov-Photonen werden den Spurkandidaten zugeordnet und der Cherenkov-Winkel mit einer Genauigkeit von 13.3 mrad (Flüssigkeit) bzw. 4.3 mrad (Gas) bestimmt [17]. Auftretende Ambiguitäten bei der Spurassoziation müssen bei der Bestimmung des mittleren Winkels einer Spur gelöst werden.

Zur Bestimmung des mittleren Cherenkov-Winkels einer Spur wird das RIBMEAN-Programmpaket [47] verwendet. In einem iterativ in bezug auf die verschiedenen Teilchenhypothesen arbeitenden Clusteralgorithmus wird nach Anhäufungen in der Verteilung des Cherenkov-Winkels einer Spur gesucht. Für die favorisierte Lösung wird der mittlere Cherenkov-Winkel $\bar{\theta}_C$ bestimmt und Statusinformation über die Messung ausgegeben. Die Verteilung des Cherenkov-Winkels inklusive des erwarteten Verlaufs für verschiedene Teilchensorten ist in Abbildung 5.2 dargestellt.

Die Informationen des RIBMEAN-Pakets werden von dem Programmpaket NEWTAG [48] in Identifikations- und Qualitätsvariablen für Pion-, Kaon- und Proton-Hypothesen überführt. Der gewichtete Abstand des gemessenen Winkels in bezug auf eine Massenhypothese, der *pull*, ist definiert als:

$$pull_{\text{RICH}}^{\pi,K,p} = \frac{\bar{\theta}_C - \theta_C^{\pi,K,p}}{\sigma_C^{\pi,K,p}} \quad (5.4)$$

Dabei ist $\theta_C^{\pi,K,p}$ der erwartete Winkel und $\sigma_C^{\pi,K,p}$ der erwartete Fehler für die Hypothese der Pion-, Kaon- oder Proton-Masse. Allgemein wird gefordert, daß der gemessene Winkel $\bar{\theta}_C$ weniger als 2.5 Standardabweichungen von einer Hypothese entfernt liegt

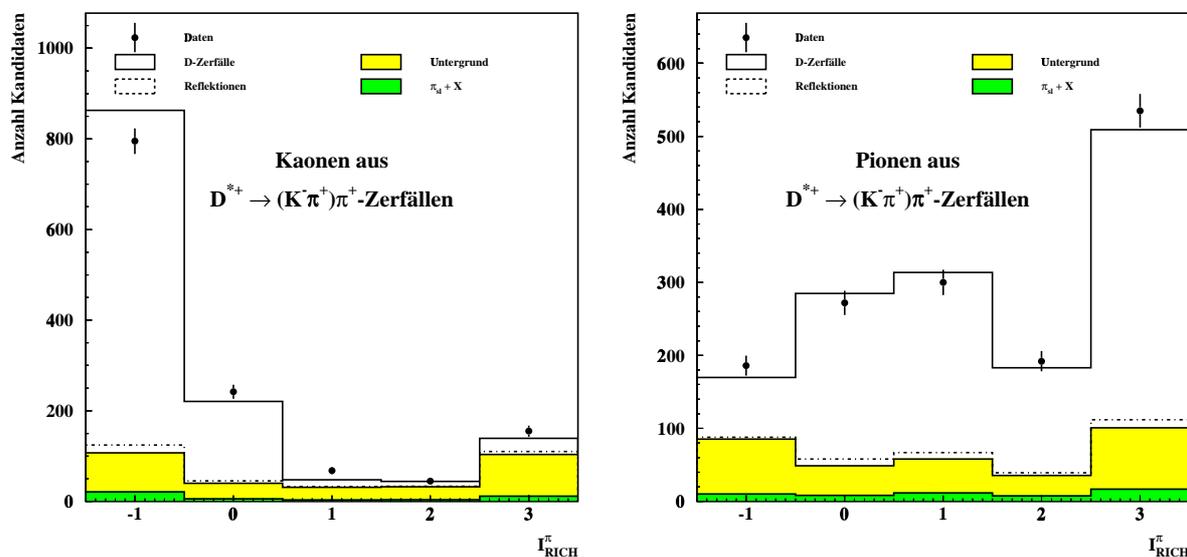


Abbildung 5.3: Die Verteilungen der Pion-Identifikationsvariablen I_{RICH}^{π} für Pionen und Kaonen aus dem Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$ mit einer Qualität der Messung $Q_{\text{RICH}}^{\pi} > 1$ und einem Impuls größer als 1 GeV. Die Zusammensetzung aus den verschiedenen Klassen (siehe Kapitel 7) ist der Simulation entnommen.

Selektion		Effizienz [%]	
		Daten	Simulation
WP	$Q_{\text{RICH}}^{\pi} \leq 1$	96.9 ± 2.3	97.0 ± 0.1
	$Q_{\text{RICH}}^{\pi} > 1 \quad I_{\text{RICH}}^{\pi} \leq 1$		
SP	$Q_{\text{RICH}}^{\pi} > 1 \quad I_{\text{RICH}}^{\pi} < 1$	33.8 ± 1.1	40.4 ± 0.3

Tabelle 5.1: Die RICH-Selektionseffizienzen für Kaonen mit einem Impuls größer als 1 GeV aus dem $D^{*+} \rightarrow (K^{-}\pi^{+})\pi_{sl}^{+}$ Zerfall.

($|pull_{\text{RICH}}^{\pi,K,p}| < 2.5$) und gleichzeitig ein ausreichender Abstand zu konkurrierenden Hypothesen besteht. In Abhängigkeit des Abstands wird dann die Identifikationsvariable I_{RICH} für die Pion-, Kaon- und Proton-Hypothese bestimmt. Die Informationen des Gas- und Flüssigkeitsradiator werden in Abhängigkeit vom Impuls kombiniert, um die verschiedenen Bereiche positiver Identifikation und Vetoinformation möglichst effizient zusammenzufassen. Es ergeben sich für die Identifikations- und Qualitätsvariablen die folgenden Einstellungen:

		-1	0	1	2	3
Identifikation	I_{RICH}	„not tagged“	„very loose“	„loose“	„standard“	„tight“
Qualität	Q_{RICH}	„not selected“	„very loose“	„loose“	„standard“	„tight“

Abbildung 5.3 zeigt die Verteilung der Identifikationsvariablen I_{RICH}^{π} unter der Pion-Hypothese bei ausreichender Qualität der Messung ($Q_{\text{RICH}} > 1$) für Kaon-Kandidaten des Zerfalls $D^{*+} \rightarrow (K^{-}\pi^{+})\pi_{sl}^{+}$. Die Einteilung in verschiedene Klassen ist für die spätere Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie von Bedeutung, wobei an dieser Stelle nur die Trennung des D -Signals vom Untergrund (restliche Klassen in Abbildung 5.3) von Bedeutung ist. Es ist klar ersichtlich, daß ein Schnitt in die Pion-Variable I_{RICH}^{π} des Kaon-Kandidaten (Pionveto) ein deutlich besseres Verhältnis von D -Mesonen zum Untergrund erreicht, als eine möglich Selektion von Pionen.

Zur Selektion von D -Mesonen durch die Information der RICH-Messung werden zwei unterschiedliche Verfahren verwendet, die im folgenden starkes (SP) und schwaches Pionveto (WP) genannt werden. Beim schwachen Pionveto werden für die Messungen mit ausreichender Qualität Kaonen durch einen Schnitt $I_{\text{RICH}}^{\pi} < 1$ selektiert. Messungen, die nur eine unzureichende Qualität aufweisen, werden keiner Selektion unterzogen. Hingegen werden beim starken Pionveto Messungen mit unzureichender Qualität verworfen und nur aus den verbleibenden Messungen Kaonen über $I_{\text{RICH}}^{\pi} < 1$ selektiert. In diesem Fall wird eine Identifikation des Kaons gefordert. Am Beispiel des $D^{*+} \rightarrow (K^{-}\pi^{+})\pi_{sl}^{+}$ Zerfalls ergeben sich die in Tabelle 5.1 angegebenen Selektionseffizienzen. Im Gegensatz zu der guten Übereinstimmung zwischen den Effizienzen in den Daten und der Simulation für das schwache Pionveto zeigt sich eine große Diskrepanz im Fall des starken Pionvetos. Diese

verschwindet weitgehend in der endgültigen Selektion der Kaonen aus der Kombination der RICH- und TPC-Information (Kapitel 5.3).

5.2 Messung der spezifischen Ionisation in der TPC

Ein geladenes Teilchen, welches das Gasvolumen der TPC durchquert, erzeugt etwa 70 Primärelektronen pro Zentimeter durch Ionisation der Gasatome. Der Energieverlust pro Wegstrecke, dE/dx , wird durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben und ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Das dE/dx wird auf die spezifische Ionisation minimal ionisierender Teilchen normiert. Die Elektronen aus der Primäriodisation driften in der TPC zu den Endkappen und werden von maximal 192 Signaldrähten und den Kathodenpads registriert [17]. Die Pulshöhen auf den Signaldrähten sind proportional zur primären Ionisation und werden über die dreidimensionale Ortsauflösung der TPC einer Spur zugeordnet. Die statistische Natur des Energieverlusts durch Ionisation wird durch eine Landau-Verteilung beschrieben. Die Präzision der Messung des mittleren Energieverlusts einer Spur bei gegebenen Parametern des Detektors, wie Zusammensetzung und Druck des Gases, hängt im wesentlichen von der Anzahl der Messungen ab. Hierbei müssen die Ausläufer der Landau-Verteilung berücksichtigt werden. Die 80 % der Messungen pro Spur mit den kleinsten Einzelwerten werden zur Bestimmung des mittleren Energieverlusts herangezogen, um so den Einfluß des Ausläufers der Verteilung zu minimieren. Weiterhin werden nur Messungen verwendet, die eine ausreichende Ortsseparation in der z -Koordinate (> 2 cm) besitzen. Zusätzlich liegen etwa 5 % der Signale unter der Schwelle der Elektronik.

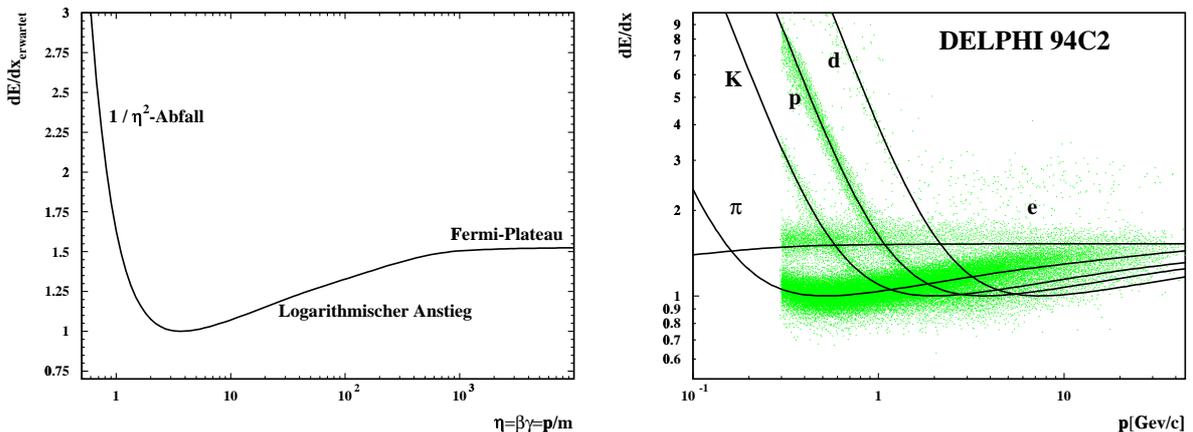


Abbildung 5.4: Die erwartete Verteilung für den Energieverlust beschrieben durch die Bethe-Bloch-Formel in Abhängigkeit von $\eta = p/m$ (links) und die gemessenen dE/dx -Verteilung für verschiedene Teilchensorten (rechts).

Die dE/dx -Verteilung ist in Abbildung 5.4 in Kombination mit der Erwartung für verschiedene Teilchensorten dargestellt. Das deutlich sichtbare Deuterium-Band stammt aus Fragmenten von Atomkernen, die durch Wechselwirkungen innerhalb der Strahlröhre (Strahl-Gas-Wechselwirkung) und der Ereignisspuren mit dem Detektormaterial entstehen. Diese Spuren werden durch die Spurselektion (Kapitel 4) entfernt und stellen kein Problem für die Analyse dar. Die Kalibration der dE/dx -Messung [49] führt zu einer deutlich besseren Auflösung der Bänder. Die Trennung zwischen Kaonen und Pionen wurde dadurch von im Mittel 1.4σ in der vorhergehenden Datenprozessierung auf etwa 2σ gesteigert.

Analog zur Auswertung der RICH-Information wird für die dE/dx -Messung der gewich-

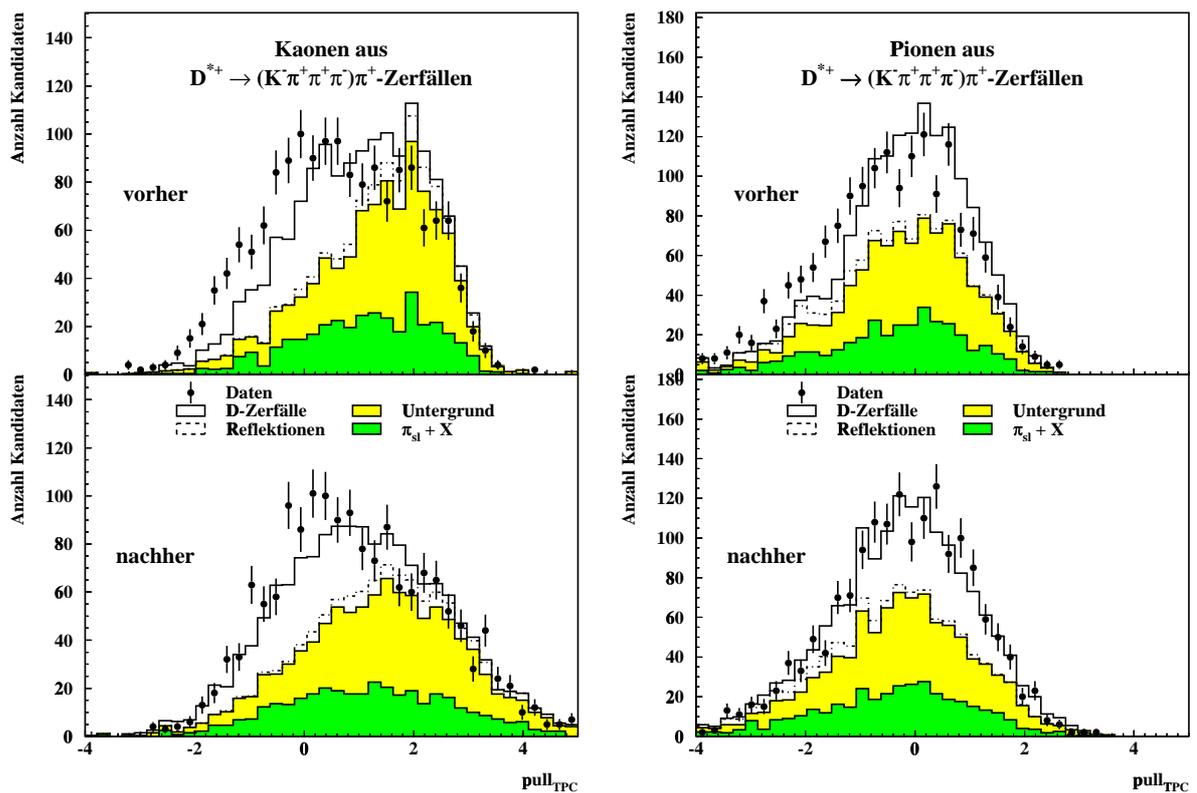


Abbildung 5.5: Die Verteilung des gewichteten Abstands $pull_{\text{TPC}}$ vor (oben) und nach (unten) Korrekturen für Kaon- (links) und Pionkandidaten (rechts) aus dem $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) \pi^+$ Zerfall.

$pull_{\text{TPC}}$	Kaonen		Pionen	
	vorher	nachher	vorher	nachher
Mittelwert				
Daten	0.60 ± 0.04	0.96 ± 0.04	-0.44 ± 0.04	-0.20 ± 0.04
MC	0.93 ± 0.04	1.08 ± 0.04	-0.26 ± 0.03	-0.21 ± 0.03
Breite				
Daten	1.35 ± 0.02	1.47 ± 0.03	1.29 ± 0.03	1.23 ± 0.03
MC	1.17 ± 0.02	1.52 ± 0.03	1.07 ± 0.02	1.29 ± 0.03

Tabelle 5.2: Die Ergebnisse der dE/dx - Korrektur für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) \pi_{sl}^+$ aus 1994. Die Ergebnisse für den Mittelwert und die Breite der $pull_{\text{TPC}}$ -Verteilung sind getrennt für Kaon- und Pion-Kandidaten in dem Zerfall angegeben.

tete Abstand des gemessenen dE/dx -Wertes von einer Massenhypothese bestimmt:

$$pull_{\text{TPC}}^{\pi,K} = \frac{dE/dx - dE/dx^{\pi,K}}{\sigma^{\pi,K}}. \quad (5.5)$$

Die dE/dx -Information steht für verschiedene Qualitäten Q_{TPC} der Messung zur Verfügung. Der Wert Q_{TPC} variiert zwischen Null (sehr schlechte Qualität) und Vier (sehr gute Qualität) und ergibt sich u.a. aus der Anzahl der verwendeten Einzelmessungen.

Es zeigt sich, daß auch nach der Kalibration der dE/dx -Messung Diskrepanzen zwischen den Verteilungen der Daten und der Simulation bestehen. Im oberen Bereich von Abbildung 5.5 ist die $pull_{\text{TPC}}$ -Verteilung für Kaon- und Pionkandidaten im $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) \pi_{sl}^+$ Zerfall für die Qualität der Messung $Q_{\text{TPC}} > 1$ vor erneuter Korrektur gezeigt. Es ist deutlich eine Verschiebung der Daten-Verteilung zu kleineren Werten erkennbar. Des weiteren wird die Auflösung von der Simulation überschätzt (vgl. Tabelle 5.2). Die Verschiebung ergibt sich aus einem Problem in der Ausleseelektronik der TPC. Die Auslese einer Ladungsdeposition erniedrigt die Grundlinie der Elektronikeinheit um etwa 1% des gemessenen Signals [49]. Dadurch werden alle folgenden Messungen dieses Signaldrahtes, welche ihrerseits die Grundlinie weiter erniedrigen, verringert. Dieser Effekt ist dadurch in Bereichen mit hoher Spurdichte besonders ausgeprägt.

Zur Korrektur werden die gemessenen dE/dx -Werte getrennt für Werte der Qualität $Q_{\text{TPC}} = 1, 2$ und $Q_{\text{TPC}} = 3, 4$ skaliert. Messungen mit $Q_{\text{TPC}} = 0$ werden nicht zur Identifikation verwendet, da sie keine Separation zwischen den Teilchensorten zulassen. Die angebrachten Korrekturen sind kleiner 4%, wobei die Größe der Korrektur von der Multiplizität des betrachteten Zerfallskanals, also von der Spurdichte, abhängt. Gleichzeitig wird die Auflösung der dE/dx -Messung in der Simulation mit dem erwarteten Fehler verschmiert. Die Ergebnisse der Korrektur sind im unteren Bereich der Abbildung 5.5 gezeigt

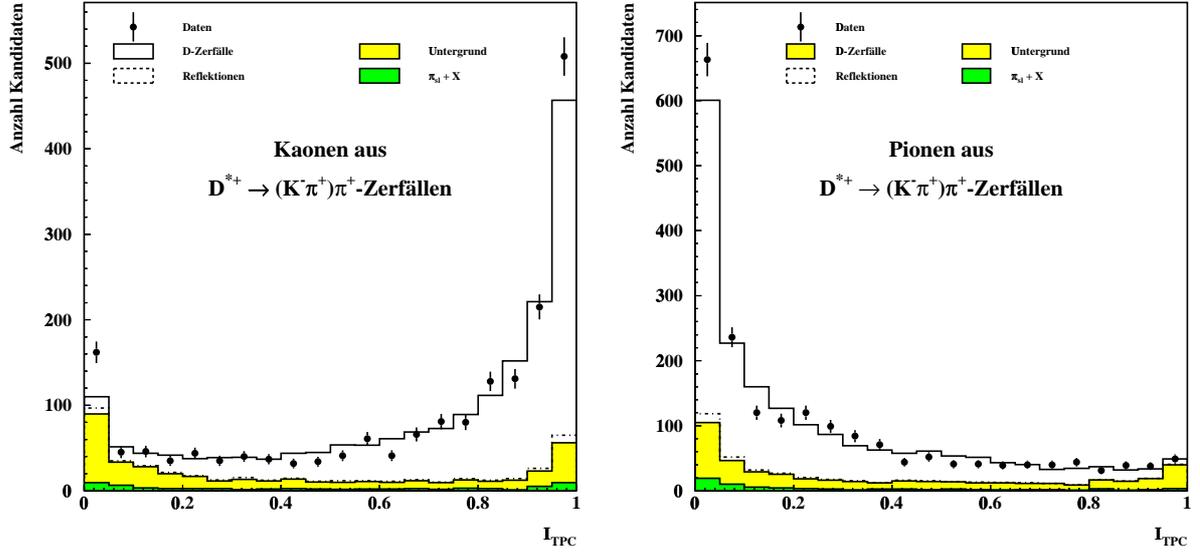


Abbildung 5.6: Die Verteilungen der Identifikationsvariablen I_{TPC} für Pionen und Kaonen aus dem Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+$ mit einer Qualität der Messung $Q_{\text{TPC}} > 0$ und einem Impuls größer als 1.5 GeV. Die Zusammensetzung aus den verschiedenen Klassen (siehe Kapitel 7) ist der Simulation entnommen.

Selektion		Effizienz [%]	
		Daten	Simulation
WP	$Q_{\text{TPC}} = 0$		
	$Q_{\text{TPC}} > 0$ $I_{\text{TPC}} > 0.2$	96.1 ± 2.3	97.5 ± 0.1
SP	$Q_{\text{TPC}} > 0$ $I_{\text{TPC}} > 0.2$	51.2 ± 1.5	51.6 ± 0.4

Tabelle 5.3: Die TPC–Selektionseffizienzen für Kaonen mit einem Impuls größer als 1.5 GeV aus dem $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+$ Zerfall.

bzw. in Tabelle 5.2 angegeben. Es ergeben sich für alle Zerfallskanäle vergleichbar gute Übereinstimmungen zwischen Daten und der Simulation nach der Korrektur.

Für jeden Kandidaten wird aus der dE/dx –Messung und der Erwartung eine normierte Wahrscheinlichkeit bestimmt:

$$I_{\text{TPC}} = \frac{P_{\text{TPC}}^K}{P_{\text{TPC}}^K + P_{\text{TPC}}^\pi} \quad \text{mit} \quad P_{\text{TPC}}^{\pi,K} = \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\text{pull}_{\text{TPC}}^{\pi,K} \right)^2 \right\} \quad (5.6)$$

Dabei werden durch die Konstruktion der Variablen I_{TPC} Variationen in der Separation

tion zwischen der Kaon- und Pion-Hypothese in Abhängigkeit vom Impuls sowie der Genauigkeit der Messung berücksichtigt. Die Verteilung von I_{TPC} für Kaon- und Pion-Kandidaten aus dem $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$ Zerfall ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Analog zur RICH-Identifikation wird ein schwaches (*WP*) und starkes (*SP*) Pionveto formuliert. In Messungen mit ausreichender Qualität ($Q_{\text{TPC}} > 0$) wird durch die Forderung $I_{\text{TPC}} > 0.2$ Untergrund unterdrückt. Im Fall des starken Pionvetos werden auch noch Messungen mit unzureichender Qualität verworfen. Am Beispiel von Kaon-Kandidaten aus dem $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$ Zerfall sind in Tabelle 5.3 die Selektionseffizienzen für Spurimpulse größer als 1.5 GeV angegeben.

5.3 Kombination der RICH- und TPC-Messungen

Zur Kombination der Identifikationen aus der RICH- und TPC-Messung wird aufgrund der besseren Separation von Signal und Untergrund die RICH-Information zuerst ausgewertet. Kaon-Kandidaten, deren Qualität der RICH-Identifikation nicht ausreicht ($Q_{\text{RICH}}^\pi \leq 1$) bzw. für die keine Messung vorlag, werden zusätzlich mit der dE/dx -Messung überprüft. Daraus ergeben sich die in Tabelle 5.4 angegebenen Effizienzen zur Kaon-Selektion im $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$ Zerfall. Im Fall des starken Pionvetos, in dem eine Identifikation des Kaons gefordert wird, ergibt sich eine deutliche Verbesserung der Selektionseffizienz.

Selektion					Effizienz [%]	
					Daten	Simulation
WP	$Q_{\text{RICH}}^\pi > 1$	$I_{\text{RICH}}^\pi \leq 1$	$Q_{\text{TPC}} = 0$	$I_{\text{TPC}} > 0.2$	94.4 ± 2.2	95.6 ± 0.1
SP	$Q_{\text{RICH}}^\pi > 1$	$I_{\text{RICH}}^\pi < 1$	$Q_{\text{TPC}} > 0$	$I_{\text{TPC}} > 0.2$	66.2 ± 1.7	69.6 ± 0.3

Tabelle 5.4: Die kombinierten RICH- und TPC-Selektionseffizienzen für Kaonen aus dem $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$ Zerfall.

5.4 Rekonstruktion von neutralen Pionen

Die Rekonstruktion von neutralen Pionen basiert auf verschiedenen Analysen der Photonen aus dem Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Diese Photonen werden entweder durch ihre Konversions-Elektronen oder durch Schauer in den elektromagnetischen Kalorimetern nachgewiesen. Im Vorwärtsbereich des DELPHI-Detektors kann diese Information nicht genutzt werden, da zuviel Material vor dem elektromagnetischen Kalorimeter vorhanden ist.

Kombination	E_{π^0} [GeV]	$m_{\gamma\gamma}$ [MeV]
2 Konversionen	1.0	90 – 165
Konversion + HPC_γ	1.0	70 – 195
2 HPC_γ	1.0	50 – 220

Tabelle 5.5: Kriterien zur π^0 -Selektion.

Die in dieser Analyse verwendeten Methoden werden im folgenden zusammengefaßt. Eine ausführliche Beschreibung der verschiedenen Methoden zur Photonrekonstruktion im Zentralbereich findet sich in [50].

Direkte π^0 -Rekonstruktion

Neutrale Pionen, die vor der HPC zerfallen, können vollständig durch die Zerfallsphotonen rekonstruiert werden. Für π^0 -Energien ab etwa 6 GeV liegt der Öffnungswinkel der Photonen unterhalb von 2° . Die sehr gute dreidimensionale Auflösung der HPC reicht dann nicht mehr aus, um die überlagerten Schauer aus den zwei Zerfallsphotonen zu trennen. Die Analyse der internen Schauerform in der HPC [51, 54] ermöglicht es jedoch, π^0 -Zerfälle zu identifizieren und von sich überlagernden Schauern aus Untergründereignissen zu trennen. Diese π^0 -Kandidaten werden mit einer Energie $E_{\pi^0} > 6$ GeV für diese Analyse selektiert.

Indirekte π^0 -Rekonstruktion

Alle Schauer in der HPC, die nicht einem Spurkandidaten aus der Spurrekonstruktion zugeordnet werden können und nicht als neutrale Pionen identifiziert werden, werden als Photon-Kandidaten akzeptiert. Weiterhin konvertieren etwa 41%/ $\sin \theta$ aller Photonen vor der HPC. Diese Photonen können über ihre Konversions-Elektronen rekonstruiert werden. In der TPC gemessenen Konversions-Elektronen zeigen am Konversionsort auf den primären Vertex. Mit dieser Bedingung rekonstruiert das Programm PXPHOT [51, 54] einzelne Konversionskandidaten und versucht, aus Paaren das Photon zu kombinieren. Mit erweiterten Anforderungen werden auch aus einzelnen Konversions-Elektronen Photonkandidaten rekonstruiert. In dieser Analyse werden Photonkandidaten mit einer Mindestenergie $E_\gamma > 0.4$ GeV selektiert.

Die Kombination von zwei Konversionen, einer Konversion und einem Photon aus der HPC sowie von zwei HPC-Photonen ergeben die möglichen π^0 -Kandidaten. Die Anforderungen an die Mindestenergie E_{π^0} und die invariante Masse der Photonen $m_{\gamma\gamma}$ zur Selektion der π^0 -Kandidaten sind in Tabelle 5.5 angegeben. Es zeigt sich, daß die Massenkombinationen $m_{\gamma\gamma}$ nur eine schlechte Auflösung besitzen, welche zusätzlich von der Simulation überschätzt wird. Um die Massenauflösung zu verbessern, wird das Verfahren aus der früheren D -Meson-Analyse [34] verwendet. Dabei variiert man die Energien der Photonen innerhalb ihrer Fehler unter der Nebenbedingung, daß die invariante Masse der Photonen der π^0 -Masse entspricht. Dies führt zu einer deutlichen Verbesserung der Auflösung in Abhängigkeit der verschiedenen Kombinationen.

5.5 Identifikation von Myonen und Elektronen

Myon-Identifikation

Die Myon-Kammern des DELPHI-Detektors liefern eine nahezu vollständige Überdeckung des Raumwinkels und bilden die Grundlage der Myon-Identifikation. Für hochenergetische, im Raum stark separierte Myonen aus $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ Zerfällen kann zusätzlich noch die Informationen des Hadron- (HCAL) und der elektromagnetischen Kalorimeter (HPC, EMF) zur Identifikation hinzugezogen werden [52].

Die rekonstruierten Spuren aus den Messungen der Spurdetektoren (Kapitel 3.2.3) werden von dem EMMASS-Programm [53] zu den Myon-Kammern extrapoliert und zu deren Treffern assoziiert. In die χ^2 -Anpassung der Koordinaten der in den Myon-Kammern registrierten Spurpunkten und der extrapolierten Spuren geht sowohl die Genauigkeit der Spurrekonstruktion als auch die Vielfachstreuung beim Durchgang durch Detektormaterial ein. Der χ^2 -Wert der Assoziation dient als Diskriminanzvariable zwischen Hadronen und Myonen. Die schwachen Anforderungen in EMMASS an die Assoziation sowie Signale aus Untergrundprozessen (z.B. Ausläufer aus hadronischen Schauern im HCAL) verschlechtern die Auflösung der Assoziation und somit die Identifikation der Myonen. Das Programm MUFLAG entfernt in Abhängigkeit von der geforderten Qualität der Identifikation („very loose“/„loose“/„standard“/„tight“) sogenannte „schlechte“ Treffer in den Myon-Kammern und wiederholt die Assoziation.

Die Effizienz der Myon-Identifikation in den Daten und der Simulation wird für verschiedene Zerfallskanäle und damit für verschiedene Myon-Impulse getestet ($Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, $p_\mu \simeq 45$ GeV; Myonen aus $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$, $3 \text{ GeV} < p_\mu < 40$ GeV; $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$, $p_\mu < 10$ GeV). Für diese Analyse werden „standard“-identifizierte Myonen verwendet. Die Effizienz für die Myon-Identifikation beträgt dann $(86.1 \pm 0.2)\%$, wobei mit einer Wahrscheinlichkeit von $(0.7 \pm 0.1)\%$ Hadronen als Myonen identifiziert werden [17].

Elektron-Identifikation

Die Elektron-Identifikation des DELPHI-Detektors basiert auf der dE/dx -Information der TPC und den Messungen der Kalorimeter im Zentralbereich (HPC) sowie im Vorwärtsbereich (EMF). Die Massenverteilungen des DELPHI-Detektors ergeben eine Dicke von $\sim 0.8 \cdot X_0/\sin\theta$ Strahlungslängen [17] vor der HPC. Die Informationen des EMF werden in dieser Analyse nicht verwendet, da das Material vor dem Kalorimeter einer größeren Anzahl Strahlungslängen entspricht und eine ausreichend präzise Messung nicht zulässt.

Die hohe Ortsauflösung in drei Dimensionen der Energiemessung in der HPC läßt sich verwenden, um Separationsvariablen zur Elektron-Identifikation zu konstruieren:

- Da Elektronen im Vergleich zu Pionen (Hadronen) nahezu ihre gesamte Energie im Kalorimeter deponieren, ist der Quotient aus der Energie (gemessen in der HPC) und dem Impuls (aus der Spurrekonstruktion) nahe bei Eins: $E/p \simeq 1$. Die Energiemessung wird auf Photonabstrahlung der Elektronen vor der HPC sowie auf Effekte innerhalb der HPC korrigiert.

- Die gute dreidimensionale Schauer Auflösung ergibt eine zusätzliche Separation von Elektronen und Pionen. Vergleicht man die Spurparameter aus der Spurrekonstruktion mit den Ortskoordinaten der HPC-Messung, so liefern die Unterschiede in der z -Messung (Δz) und im Azimuthwinkel ($\Delta\phi$) gute Separationsvariablen.
- Die longitudinale Schauerentwicklung wird unter Berücksichtigung der geometrischen Verhältnisse der HPC ebenfalls verwendet.
- Zusätzlich zu den Messungen in der HPC wird die dE/dx -Messung der TPC herangezogen. Die Auflösung für Spuren in einem Jet beträgt 7.4% [17]. Dies führt zu einer Separation zwischen Elektronen und Pionen von etwa drei Standardabweichungen unterhalb von 4.5 GeV bzw. mindestens zwei Standardabweichungen bei 20 GeV.

Die Informationen werden von dem Programm ELECID aus dem Programmpaket ELEPHANT [54] kombiniert. Für die Elektron-Identifikation wird ein „standard tag“ gefordert. Die Effizienz für die Elektron-Identifikation liegt bei 55%, wobei die Rate für die Fehlidentifikation eines Hadrons etwa 0.4% beträgt [17].

Basierend auf einem neuronalen Netzwerk existiert ein weiterer Identifikationsalgorithmus [54, 55] für Elektronen im Zentralbereich. Der Algorithmus ist als vorwärtsgerichtetes neuronales Netzwerk mit drei Lagen ausgelegt. Als Eingabevariablen dienen neben den oben genannten Variablen Informationen aus der RICH-Messung, detaillierte HPC-Informationen sowie Informationen über Photonabstrahlung vor der HPC. Über eine verborgene Lage mit 22 Knoten wird eine Variable El_{NN} ausgegeben, wobei Anhäufungen bei Null für Pionen und bei Eins für Elektronen auftreten.

Zur weiteren Untergrundreduktion wird $El_{NN} > 0.7$ für die Elektronkandidaten gefordert.

6

Identifikation von b -Quarks

Die Untersuchung des Endzustands in hadronischen Z -Zerfällen für unterschiedliche Quarksorten ist für verschiedene Analysen von großem Interesse. Durch die Bestimmung der individuellen Meßgrößen ist es möglich, die Universalität bzw. Konsistenz der Theorie zu überprüfen sowie Masseneffekte, Kopplungskonstanten, Zerfallsmodi usw. zu untersuchen.

Die Signatur von b -Ereignissen ergibt sich aus den besonderen Eigenschaften der auftretenden b -Hadronen und ihrer Zerfälle. b -Hadronen besitzen im Vergleich zu anderen Hadronen eine große Masse von mehr als 5 GeV und eine lange Lebensdauer im Bereich von 1.5 ps (Tabelle 2.1). Des weiteren tragen sie einen hohen Anteil der Energie des primären b -Quarks. In B -Zerfällen treten aufgrund der großen Massen hohe Zerfalls-Multiplizitäten mit großen Transversalimpulsen p_{\perp} zur Jetachse auf.

Für das DELPHI-Experiment existiert das Softwarepaket BTAG, welches diese Besonderheiten der b -Ereignisse verwendet, um ihre Identifikation mit hoher Effizienz und Reinheit durchzuführen.

6.1 Methode mit einer Diskriminanzvariablen

Die große Lebensdauer verbunden mit dem hohen p_{\perp} zur Jetachse führt zu großen Impaktparametern der Zerfallsteilchen in bezug auf den primären Vertex. In den ersten Versionen des BTAG-Programms [42] wurde ausschließlich diese Eigenschaft der b -Hadronen zur b -Identifikation herangezogen. Über den Spurimpakt δ_i zum primären Vertex und dessen Fehler σ_i definiert man die Signifikanz $S_i = \delta_i/\sigma_i$ einer Spur. Die Definition des Spurimpaktparameters als kleinsten Abstand der Spur zum primären Vertex und dessen Vorzeichenkonvention ist in Abbildung 6.1 verdeutlicht. Spuren aus Zerfällen besitzen eine große positive Signifikanz, während Spuren aus dem primären Vertex kleine Impaktparameter und damit kleine Signifikanzen aufweisen. Negative Signifikanzen ergeben sich durch die Detektorauflösung und aus Fehlmessungen bei der Spurrekonstruktion. Aus

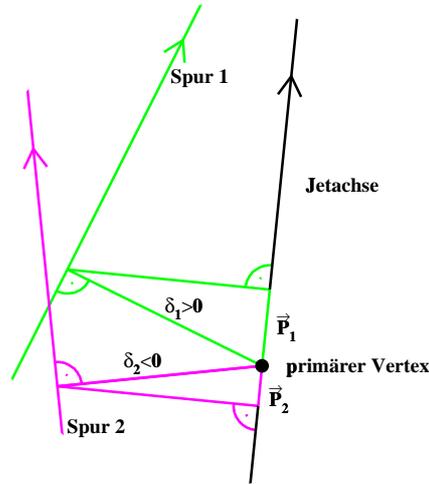


Abbildung 6.1: Der Impaktparameter δ ist der kleinste Abstand einer Spur zum primären Vertex. Der Impaktparameter wird positiv/negativ gewertet, falls die Projektion \vec{P} des Impaktparameters auf die zugehörige Jetachse parallel/antiparallel zur Jetachse liegt.

dem Vergleich der Verteilungen der Impaktparameter, bzw. der Signifikanzen zwischen Daten und Simulation, kann das Verständnis über die Auflösung des Detektors überprüft und auf Unterschiede zwischen gemessenen und simulierten Daten korrigiert werden [43]. Abbildung 6.2 zeigt die Verteilungen der positiven und negativen Signifikanzen getrennt für die $R\phi$ - und z -Richtung sowie die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation. Aus den Signifikanzen läßt sich eine Spurwahrscheinlichkeit $P(S_i)$ definieren, welche angibt, ob die Spur aus dem primären Vertex stammt:

$$P(S_i) = \begin{cases} \int_{S < S_i} f(S) dS & , S_i < 0 \\ P(-S_i) & , S_i > 0 \end{cases} \quad (6.1)$$

Die Auflösungsfunktion $f(S)$ wird direkt aus den Datenverteilungen mit reduziertem b -Anteil und negativen Impaktparametern ermittelt. Für Spuren mit positiven und negativen Signifikanzen werden die gleichen Auflösungsfunktionen verwendet.

Für eine Gruppe von Spuren (z.B. Ereignis, Hemisphäre, Jet) definiert man eine N -Spur Wahrscheinlichkeit aus den $P(S_i)$, welche angibt, ob die Gruppe mit dem primären Vertex verträglich ist:

$$P_N = \prod_{i=1}^N P(S_i) \cdot \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\ln \prod P(S_i))^j}{j!} \quad (6.2)$$

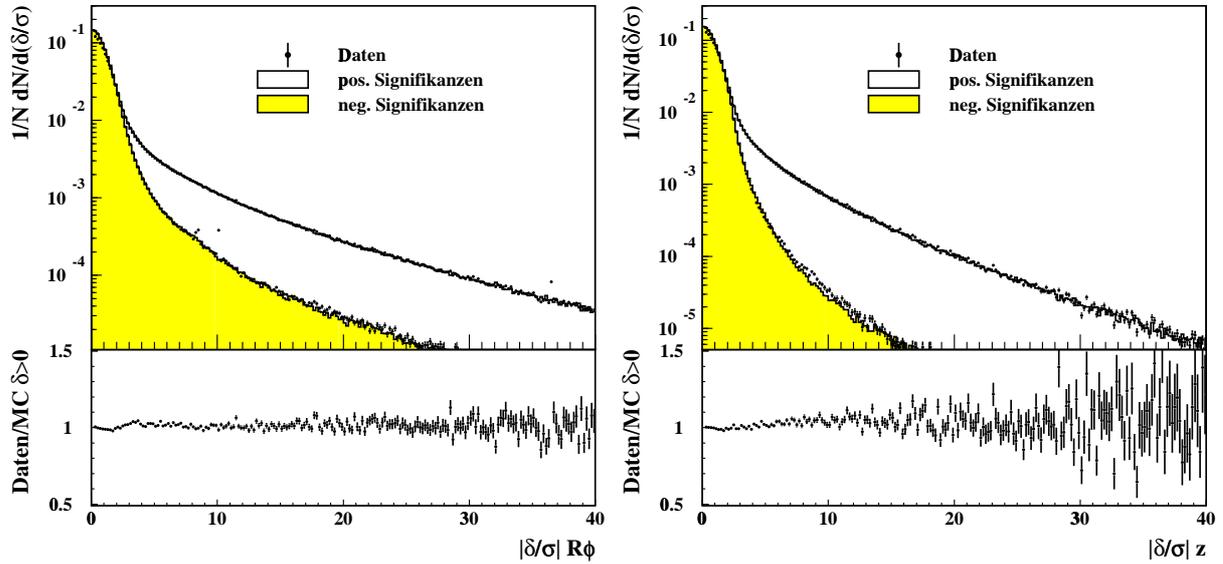


Abbildung 6.2: Die Signifikanzverteilung für positive und negative Impaktparameter der Daten des Jahres 1994. Die Signifikanzen sind getrennt dargestellt für drei $R\phi$ - (links) bzw. zwei z -VD-Punkte (rechts). Die Übereinstimmung zwischen Daten und der Simulation für negative Signifikanzen ist jeweils im unteren Abschnitt gezeigt.

Beide Wahrscheinlichkeiten $P(S_i)$ und P_N sind so konstruiert, daß Spuren aus sekundären Vertices kleine Werte für die Wahrscheinlichkeiten ergeben.

6.2 Methode mit mehreren Diskriminanzvariablen

Die in dieser Analyse verwendete Version des BTAG-Programms [44] kombiniert die Signaturen verschiedener Variablen, um die Reinheit und gleichzeitig die Effizienz der Identifikation zu erhöhen. Nach einer hadronischen Spurselektion (Tabelle 6.1) wird mit dem JADE-Algorithmus ($y_{cut} = 0.01$) die Jetstruktur des Ereignisses aufgelöst. Das Ereignis wird bezüglich der Ebene senkrecht zur Thrust-Achse in zwei Hemisphären aufgeteilt (vgl. Kapitel 8). Die einzelnen Variablen werden dann aus einer Untermenge der Spuren für jeden Jet bestimmt, wobei weitere Kriterien an die verwendeten Spuren gestellt werden (Tabelle 6.1). Dabei werden drei Klassen \mathcal{K}_1 - \mathcal{K}_3 von Spurmengen mit abnehmender Qualität unterschieden. In Jets mit rekonstruiertem sekundären Vertex werden nur die Spuren aus diesem Vertex zur Bestimmung der Diskriminanzvariablen verwendet (\mathcal{K}_1). Wird in einem Jet kein sekundärer Vertex rekonstruiert, so gehen die Spuren mit positiver Signifi-

Schnittvariable	hadronische Selektion	BTAG Selektion
Ladung q	$ q > 0$	$ q > 0$
Impuls $ \vec{p} $	$0.05 \text{ GeV} < \vec{p} $	$0.05 \text{ GeV} < \vec{p} < 1.1 \cdot E_{Beam}$
Spurlänge l_{tr}	$l_{tr} > 30 \text{ cm}$	$l_{tr} > 30 \text{ cm}$
relativer Impulsfehler	$\Delta \vec{p} / \vec{p} < 1$	$\Delta \vec{p} / \vec{p} < 1$
Impaktparameter δ_z	$ \delta_z < 10 \text{ cm}$	$ \delta_z < 10 \text{ cm}$
Anzahl der VD-Punkte	—	$N_{VD} > 1$

Tabelle 6.1: Spurschnitte des kombinierten BTAG. In der mittleren Spalte sind die Schnittwerte für die hadronische Spurselektion angegeben. In der rechten Spalte finden sich die Schnittwerte zur Selektion der zur Bestimmung der Diskriminanzvariablen verwendeten Spuren.

kanz und der Wahrscheinlichkeit $P(S_i) < 0.05$ (Kapitel 6.1) in die weiteren Berechnungen ein (\mathcal{K}_2). Existieren weniger als zwei Spuren mit ausreichender Wahrscheinlichkeit $P(S_i)$ in einem Jet, so werden die Spuren mit positiver Signifikanz verwendet (\mathcal{K}_3). Mit diesen Spurgruppen werden die folgenden Diskriminanzvariablen bestimmt:

- Die Wahrscheinlichkeit P_j^+ aus der Lebensdauerinformation von Spuren mit positiven Signifikanzen ist die in Gleichung 6.2 definierte Wahrscheinlichkeit für eine Gruppe von Spuren, die aus dem primären Vertex zu stammen. Abbildung 6.3a zeigt die Verteilung $-\log_{10}(P_j^+)$ getrennt für b -, c - und uds -Ereignisse für Jets mit sekundärem Vertex. Es ergibt sich eine gute Separation zwischen uds - und b -Quarks. Die vergleichbar großen Lebensdauern der D -Mesonen führen zu einer deutlich schlechteren Trennung zwischen b - und c - Ereignissen. Die Größe P_j^+ wird für alle drei Spurklassen bestimmt.
- Die effektive Masse M_s der Jets mit rekonstruiertem sekundären Vertex ist in Abbildung 6.3b gezeigt. Während die Massenverteilung für Jets in c -Ereignissen deutlich im Bereich der D -Massen ($\lesssim 1.9 \text{ GeV}$) abbricht, reicht die Verteilung der Massen der b -Jets bis zu den b -Hadron-Massen. Diese Größe wird für die Klassen \mathcal{K}_1 und \mathcal{K}_2 bestimmt.
- Die Rapidität R_s^{tr} einer Spur mit der Energie E und dem Longitudinalimpuls $p_{||}$ bezogen auf die Jetachse ist:

$$R_s^{tr} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_{||}}{E - p_{||}} \right) \quad (6.3)$$

Für die initialen Quarks ergibt sich als Maximalwert für die Rapidität $\ln(2E/m_q)$, wobei $2E$ dann der Schwerpunktenergie entspricht. Die Rapidität für

b -Quarks ist somit kleiner als für c -Quarks. Die Rapidität ist im Mittel in Zerfällen erhalten, so daß auch für die Zerfallsteilchen aus b - und c -Hadronen die entsprechende Relation gilt. In Abbildung 6.3c ist die Verteilung der Spurrapiditäten für Jets mit sekundärem Vertex dargestellt.

Die sekundären Vertizes in uds -Ereignissen ergeben sich im wesentlichen durch Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial. Die daraus rekonstruierten Spuren besitzen im allgemeinen kleinere Energien und werden unter großen Winkeln in bezug auf die Jetachse erzeugt. Ihre Rapiditäten sind somit zu kleineren Werten verschoben. Diese Variable wird für alle drei Klassen \mathcal{K}_1 - \mathcal{K}_3 bestimmt.

- d) Die Energie von b -Hadronen ist im Mittel deutlich größer als die Energie von Hadronen, die aus leichteren Quarks aufgebaut sind (Kapitel 2). Dieser Effekt zeigt sich ebenfalls in der Verteilung des Energieanteils X_s^{ch} der geladenen Spuren aus dem sekundären Vertex an der Jetenergie. Die Verteilung für X_s^{ch} ist in Abbildung 6.3d gezeigt. Aufgrund der nur schwachen Ausprägung der Separation wird diese Variable nur für Jets mit rekonstruiertem sekundären Vertex verwendet (\mathcal{K}_1).

In der aktuellen Version des BTAG-Programms stehen zwei weitere Variablen zur Verfügung. Der Transversalimpuls identifizierter Leptonen sowie der transversale Spurimpuls bezogen auf die B -Flugrichtung werden zur weiteren Separation verwendet [45]. Zur Zeit dieser Analyse waren diese Variablen in der offiziellen BTAG-Version nicht implementiert und gehen somit nicht in die Methode zur Separation ein.

Eine einfache Methode zur Trennung von Signal und Untergrund ergibt eine einzige Variable y_{Jet} , welche die maximale Anzahl von Variablen x_i kombiniert. Aus den Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktionen für Signal (f^S) und Untergrund (f^B) wird die Identifikationsvariable y_{Jet} für jeden Jet definiert:

$$y_{\text{Jet}} = \frac{f^B(x_1, \dots, x_n)}{f^S(x_1, \dots, x_n)} \quad (6.4)$$

Unter Verwendung einer geeigneten Variablentransformation [44] zeigt sich, daß das Verhältnis aus den Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktionen ein monotonen Verhalten in Abhängigkeit von y_{Jet} besitzt. Es ergibt sich daraus, daß ein Schnitt $y_{\text{Jet}} < y_0$ die beste Trennung zwischen Signal und Untergrund erzielt.

Sind die Diskriminanzvariablen x_i nicht oder nur schwach korreliert, so faktorisiert y_{Jet} zu:

$$y_{\text{Jet}} = \prod_{i=1}^n \frac{f_i^B(x_i)}{f_i^S(x_i)}, \quad (6.5)$$

wodurch eine individuelle Bestimmung der Funktionen $f_i^{S/B}$ möglich wird. Weiterhin bietet dies den Vorteil, daß jederzeit weitere Variablen in die Methode eingeführt werden

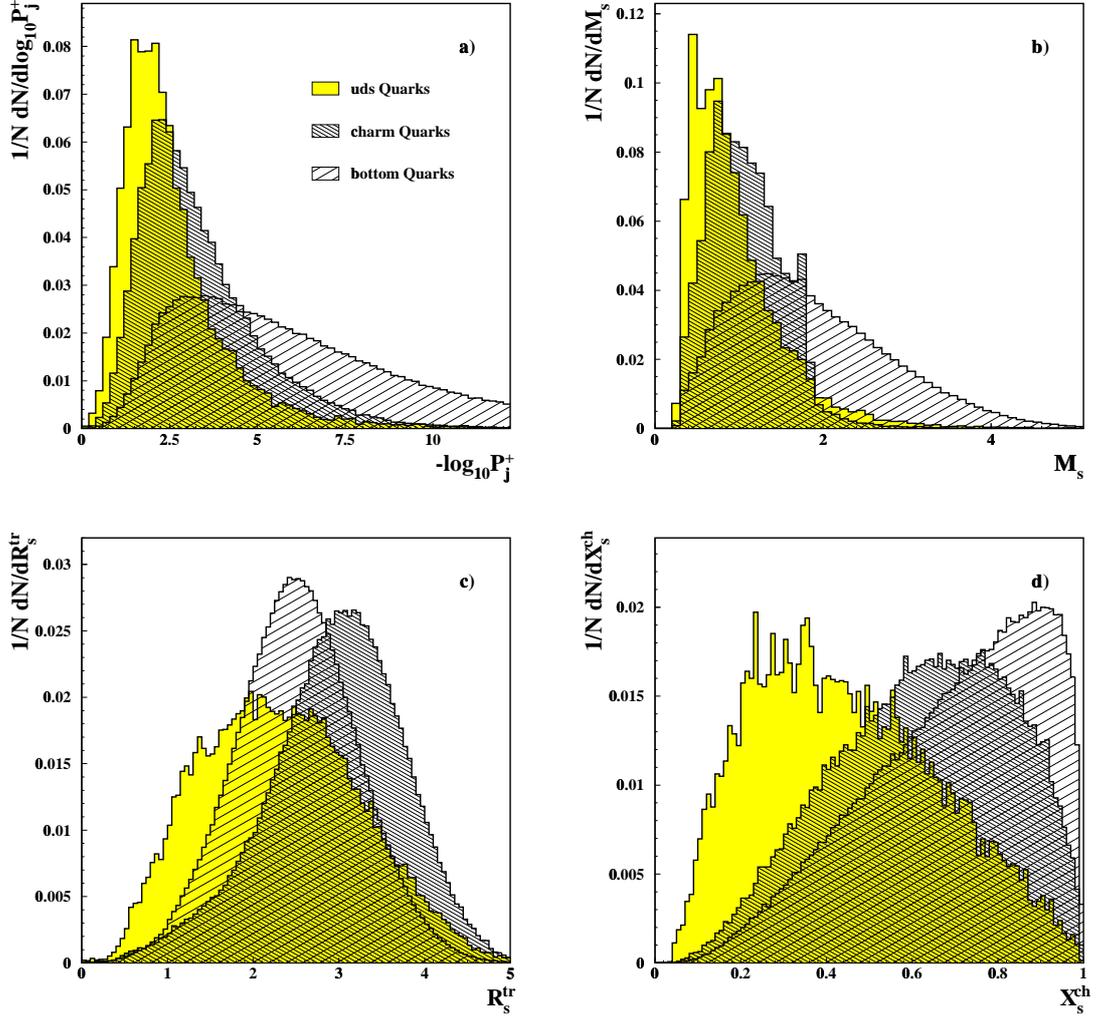


Abbildung 6.3: Die Diskriminanzvariablen des kombinierten BTAG für Jets mit rekonstruiertem sekundären Vertex [44]. Die Verteilungen wurden der Simulation entnommen.

können. Das Produkt in Gleichung 6.5 berücksichtigt alle verwendeten Variablen in einem Jet, wobei die Spurrapiditäten R_s^{tr} einzeln in das Produkt eingehen. Die Untergrundbeiträge aus c - und uds -Ereignissen besitzen unterschiedliche und unabhängige Verteilungen in den Diskriminanzvariablen. Somit können deren Beiträge in separate Verhältnisse zu dem b -Signal aufgeteilt werden:

$$y_{\text{Jet}} = n_c \prod \frac{f_i^c(x_i)}{f_i^b(x_i)} + n_{uds} \prod \frac{f_i^{uds}(x_i)}{f_i^b(x_i)} = n_c \cdot y_{\text{Jet}}^c + n_{uds} \cdot y_{\text{Jet}}^{uds} \quad (6.6)$$

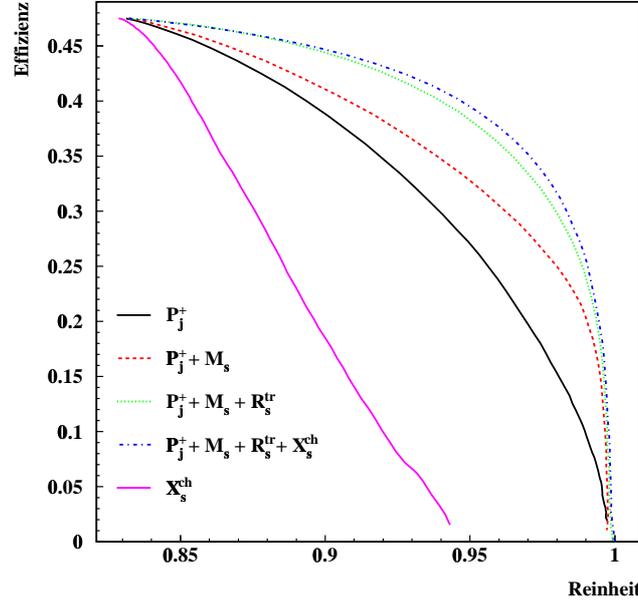


Abbildung 6.4: Die Effizienzen und Reinheiten des kombinierten BTAG für verschiedene Diskriminanzvariablen [44].

Für die Normierungsfaktoren n_c und n_{uds} gilt: $n_c + n_{uds} = 1$. Selektiert man b -Ereignisse mit dem Schnitt $y_{\text{Jet}} < y_0$, so ergeben sich die in Abbildung 6.4 dargestellten Effizienzen und Reinheiten für die verschiedenen Diskriminanzvariablen. Es zeigt sich eine starke Unterdrückung des Untergrunds für die kombinierte Identifikation im Vergleich mit der einfachen Lebensdauer-Methode P_j^+ . Der Anteil von c - und uds -Ereignissen reduziert sich um etwa einen Faktor Sechs von 2.9 % auf 0.5 % bei einer Effizienz von 20 %. Weiterhin erkennt man, daß auch durch die Hinzunahme einer nur schwach separierenden, aber unabhängigen Variablen (z.B. X_s^{ch}) die Qualität der Identifikation verbessert wird.

Um eine Identifikationsvariable \mathcal{P}_{ev} für das gesamte Ereignis zu erhalten, werden die Variablen y_{Jet} der Jets zusammengefaßt. Dabei werden die Informationen der beiden Jets mit den größten Werten von $-\log_{10}(y_{\text{Jet}})$ getrennt für die c - und uds -Anteile kombiniert:

$$\mathcal{P}_{ev} = -\log_{10} \left(n_c \prod_{j=1}^2 y_{\text{Jet},j}^c + n_{uds} \prod_{j=1}^2 y_{\text{Jet},j}^{uds} \right) \quad (6.7)$$

Abbildung 6.5 zeigt die Verteilung \mathcal{P}_{ev} unter Verwendung aller Jetklassen getrennt für die Anteile aus b -, c - und uds -Ereignissen. In dieser Analyse wird die empirische Transformation

$$tr(\mathcal{P}_{ev}) = \frac{2.5}{5.1 + \mathcal{P}_{ev}} \quad (6.8)$$

verwendet, welche ebenfalls in Abbildung 6.5 gezeigt ist.

Bei einer unabhängigen Bestimmung der Effizienz der b -Selektion für Daten und Simulation ergibt sich ein um etwa 3 % besserer Wert in den Daten [46]. Die Berücksichtigung dieses Effektes wird in Kapitel 8.3 diskutiert.

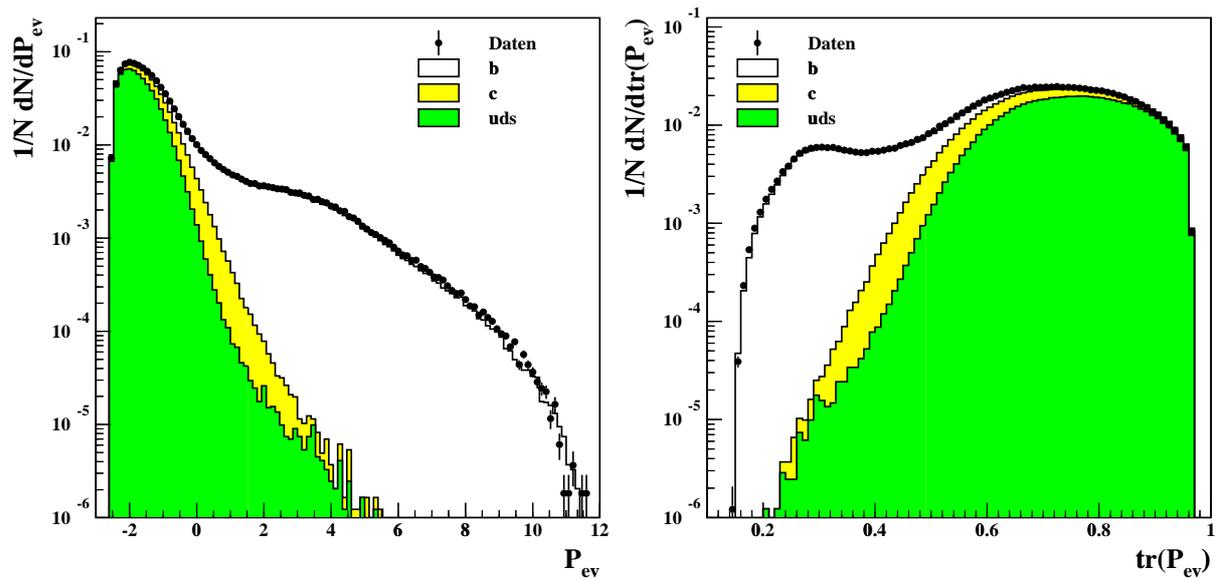


Abbildung 6.5: Die kombinierte b -Ereignis-Identifikationsvariable und deren Transformation für die Daten des Jahres 1994. Die Anteile der b -, c - und uds -Ereignisse aus der Simulation sind ebenfalls dargestellt.

Rekonstruktion von D -Mesonen

Zur Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie für c - und b -Quarks mit ausreichender statistischer Signifikanz aus den Informationen der rekonstruierten D -Mesonen ist es nötig, D -Zerfallskanäle zu selektieren, welche eine große Produktionsrate besitzen und gleichzeitig eine gute Reinheit erwarten lassen. Die Produktionsraten [38] für einige c -Hadronen sind in Tabelle 7.1 angegeben. Die Rekonstruktion des D_s^+ -Mesons und

	$R_c P_{c \rightarrow D, \Lambda_c^+} \times 10^2$
D^0	$9.274 \pm 0.260 \pm 0.380 \pm 0.217$
D^+	$3.839 \pm 0.128 \pm 0.153 \pm 0.253$
D_s^+	$2.129 \pm 0.175 \pm 0.107 \pm 0.539$
D^{*+}	$4.141 \pm 0.103 \pm 0.148 \pm 0.129$
Λ_c^+	$1.487 \pm 0.311 \pm 0.157 \pm 0.387$

Tabelle 7.1: Produktionsraten einiger c -Hadronen. Die angegebenen Fehler beinhalten in ihrer Reihenfolge die statistischen und systematischen Unsicherheiten der jeweiligen Messungen sowie die Ungenauigkeiten in den Zerfallsraten in die jeweils untersuchten Zerfallskanäle [38].

des Λ_c^+ -Baryons erweist sich aufgrund der experimentell schlecht zugänglichen Zerfallskanäle als sehr schwierig. Die resultierenden Massenspektren ergeben Signale mit geringer Reinheit, weshalb diese Kanäle nicht in der Analyse verwendet werden.

Für die verbleibenden D^0 -, D^+ - und D^{*+} -Mesonen werden experimentell gut zugängliche Zerfälle ausgesucht. Zerfälle mit einer hohen Multiplizität lassen einen hohen kombinatorischen Untergrund erwarten. Neutrale Spuren in den Zerfällen sind im Detektor nur schlecht zu rekonstruieren und führen im allgemeinen zu einer Verschlechterung der Massenauflösung. Weiterhin sind in den semileptonischen Zerfällen die auftretenden Neutrinos

der Messung nicht zugänglich und führen ebenfalls zu einer verschlechterten Massenauflösung.

Für das D^{*+} -Meson existieren folgende starke Zerfälle mit den angegebenen Zerfallsraten [39]:

$$\begin{aligned} D^{*+} &\rightarrow D^0 \pi_{sl}^+ & Br &= (68.3 \pm 1.4)\% \\ D^{*+} &\rightarrow D^+ \pi_{sl}^0 & Br &= (30.6 \pm 2.5)\% \\ D^{*+} &\rightarrow D^+ \gamma & Br &= (1.1 \pm_{0.7}^{2.1})\% \end{aligned}$$

Die beiden unteren Zerfälle werden aus den oben genannten Gründen nicht verwendet.

Der Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_{sl}^+$ stellt eine Besonderheit dar: Aufgrund der geringen Massendifferenz $\Delta m = m_{D^{*+}} - m_{D^0} = (145.397 \pm 0.030)$ MeV [39] stehen im Ruhesystem des D^{*+} nur etwa 5.8 MeV als Bewegungsenergie zur Verfügung. Die Impulsverteilungen auf die beiden Zerfallsteilchen bei der Transformation in das Laborsystem werden daher vom Verhältnis der beiden Massen $m_\pi/m_{D^0} \simeq 1/13$ dominiert. Dies führt zu einem etwa 13fach kleineren Pionimpuls im Vergleich zum Impuls des D^0 , weshalb das Pion „langsames“ Pion π_{sl}^+ genannt wird. Weiterhin besitzt das π_{sl}^+ einen kleinen Transversalimpuls im bezug auf die D^0 -Richtung. Für diesen Kanal wird ein kleiner kombinatorischer Untergrund erwartet, da sich der Zerfall an der Grenze des Phasenraumes befindet. Zusätzlich zeigt sich, daß die Auflösung in der Massendifferenz Δm hauptsächlich durch die Genauigkeit der Messung des π_{sl}^+ beschränkt ist und die Einflüsse aus der Messung der Zerfallsprodukte des D^0 um etwa eine Größenordnung unterdrückt werden [40]. Aufgrund der starken Krümmung der Bahn des π_{sl}^+ kann der Impuls dieser Spur mit einem kleinen Fehler bestimmt werden, und es wird eine gute Auflösung der Massendifferenz erwartet.

$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_{sl}^+$	$Br = (68.3 \pm 1.4)\%$	
$\rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	$Br = (3.85 \pm 0.09)\%$	
$\rightarrow (K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	$Br = (7.6 \pm 0.4)\%$	
$\rightarrow (K^- \pi^+ (\pi^0)) \pi_{sl}^+$	$Br = (13.9 \pm 0.9)\%$	mit und ohne π^0 -Rekonstruktion
$\rightarrow (K^- \mu^+ (\nu_\mu)) \pi_{sl}^+$	$Br = (3.23 \pm 0.17)\%$	
$\rightarrow (K^- e^+ (\nu_e)) \pi_{sl}^+$	$Br = (3.66 \pm 0.18)\%$	
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$Br = (3.85 \pm 0.09)\%$	
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$	$Br = (13.9 \pm 0.9)\%$	ohne π^0 Rekonstruktion
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	$Br = (9.0 \pm 0.6)\%$	

Tabelle 7.2: Liste der in dieser Analyse verwendeten D -Meson Kanäle. Die angegebenen Zerfallsraten wurden [39] entnommen.

Die in dieser Arbeit analysierten D^{*+} -Zerfälle sind mit ihren Zerfallsraten in Tabelle 7.2 zusammengefaßt. In dem Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$ wird aufgrund der vollständigen

Rekonstruktion und der geringen Multiplizität des D^0 -Zerfalls ein sehr geringer Untergrund aus der Kombinatorik und gleichzeitig eine gute Auflösung erwartet. In dem D^{*+} -Zerfall mit rekonstruiertem π^0 profitiert man von den guten Algorithmen zur $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ Rekonstruktion (Kapitel 5.4). Im Zerfall $D^0 \rightarrow K^-\pi^+(\pi^0)$ ohne π^0 -Rekonstruktion existieren zwei Reflektionen im $K^-\pi^+$ -Massenspektrum [41]. Diese werden durch den Zerfall $D^0 \rightarrow K^-\rho^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ hervorgerufen. Der Zerfall des transversal polarisierten Vektormesons ρ^+ im Ruhesystem des D^0 bedingt eine nicht isotrope Winkelverteilung seiner Zerfallsteilchen und erzeugt damit in der Masse $m_{K^-\pi^+}$ Anhäufungen unterhalb der D^0 -Masse. Aufgrund der Zunahme des kombinatorischen Untergrundes bei kleinen rekonstruierten D^0 -Massen bleibt nur die Reflektion bei $m_{K^-\pi^+} \sim 1.6$ GeV sichtbar, welche zur Analyse dieses Zerfalls verwendet werden kann. Für die semileptonischen Zerfälle führen die nicht detektierten Neutrinos zu einer Verbreiterung der Massendifferenzspektren, wobei die hohen Qualitätsanforderungen an die Leptonen (Kapitel 5.5) zu einer Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes führen.

Bei den direkten D^0 - und D^+ -Kanälen fehlen die weiteren Bedingungen durch die D^{*+} -Rekonstruktion. Für diese Kanäle wird deshalb ein großer kombinatorischer Untergrund erwartet. Die in dieser Arbeit ausgewerteten und in Tabelle 7.2 angegebenen Zerfälle sind daher nur solche mit kleiner Multiplizität und guten Rekonstruktionsmöglichkeiten.

7.1 Selektions- und Rekonstruktionsmethoden

Die Rekonstruktion und Selektion von D -Mesonen gliedert sich in drei Schritte:

- Vorselektion der Spur- und D -Meson-Kandidaten
- Rekonstruktion des D^0 - bzw. D^+ -Zerfallvertex und anschließende Bestimmung des D^{*+} -Mesons aus dem Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_{sl}^+$
- Selektion der D -Kandidaten

7.1.1 Vorselektion der Spur- und D -Meson-Kandidaten

Zur Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes werden Mindestwerte für die Impulse der Spurkandidaten aus den D -Zerfällen gefordert. Damit wird ein Großteil der Spuren mit kleinen Impulsen verworfen, die nicht aus Zerfällen, sondern aus der Fragmentation stammen. In Tabelle 7.3 sind die individuellen Impulsschnitte für die verschiedenen Zerfallskanäle angegeben. Für jeden Zerfallskanal werden dann, aufgrund der Multiplizität N_D des D^0 - bzw. D^+ -Zerfalls, Spuren unter den entsprechenden Massenzuweisungen kombiniert und die invariante Masse m_{D^0} bzw. m_{D^+} bestimmt:

$$m_D^2 = E_D^2 - \vec{p}_D^2 = \left(\sum_{i=1}^{N_D} E_i \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^{N_D} \vec{p}_i \right)^2. \quad (7.1)$$

Zerfallskanal	min. Impuls [GeV]			m_{D^0}, m_{D^+} [GeV]	max. Δm [GeV]	X_E^{min}	F_H	O_H
	K	π, μ, e	π_{sl}^+					
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	1.0	1.0	0.4	1.2 – 2.3	0.180	0.13	3.0	0.0
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	1.0	0.4	0.4	1.75 – 1.98	0.165	0.13	2.0	0.0
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \gamma \gamma) \pi_{sl}^+$	2.0	1.0	0.4	1.55 – 2.15	0.170	0.13	3.0	0.0
$D^{*+} \rightarrow (K^- \mu^+ (\nu_\mu)) \pi_{sl}^+$	2.0	1.0	0.4	0.5 – 1.9	0.255	0.13	3.0	0.0
$D^{*+} \rightarrow (K^- e^+ (\nu_e)) \pi_{sl}^+$	2.0	1.0	0.4	0.5 – 1.9	0.255	0.13	3.0	0.0
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ (\pi^0)) \pi_{sl}^+$	1.0	1.0	0.4	1.2 – 2.3	0.180	0.13	3.0	0.0
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	2.0	1.0	—	1.6 – 2.15	—	0.13	3.0	0.05
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	1.0	1.0	—	1.35 – 2.45	—	0.13	2.0	0.1
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$	1.0	1.0	—	1.35 – 2.45	—	0.13	2.0	0.1

Tabelle 7.3: Schnitte zur Vorselektion der Spur- und D -Meson-Kandidaten.

Die Ladung des D -Mesons ergibt sich aus der Ladungssumme der Zerfallsteilchen. Zusätzlich werden die D^0 -Kandidaten des $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_{sl}^+$ Zerfalls mit einem Pion mit einem Mindestimpuls von 0.4 GeV kombiniert und ein Maximalwert für die Massendifferenz Δm zwischen dem D^0 - und D^{*+} -Kandidaten gefordert. Die Einschränkungen an die D -Massen und die Massendifferenzen, welche individuell für die einzelnen Zerfallskanäle bestimmt werden, sind ebenfalls in Tabelle 7.3 gezeigt.

Eine weitere Unterdrückung liefert der Schnitt auf die skalierte Energie der D -Kandidaten:

$$X_E = \frac{2 E_D}{\sqrt{s}}. \quad (7.2)$$

Spuren aus der Fragmentation besitzen grob ein exponentiell mit dem Impuls abnehmendes Spektrum, wodurch die Energie der D -Kandidaten aus dem kombinatorischen Untergrund zu kleinen Werten verschoben wird. Die Anforderungen an das minimale X_E^{min} ist in Tabelle 7.3 gegeben.

Betrachtet man den Zerfall eines pseudoskalaren Teilchens (D^0, D^+) im Ruhesystem des D -Mesons, so ergibt sich für zwei pseudoskalare Tochterpartikel eine isotrope Verteilung $w(\cos(\theta_H)) = dn/d\cos(\theta_H)$ des Zerfallswinkels θ_H . Für Spurkandidaten aus dem kombinatorischen Untergrund existieren häufig Spuren mit kleinen Impulsen bzw. mit kleinen Längsimpulsen in bezug auf die Flugrichtung des fälschlich erzeugten D -Kandidaten. Die Transformation in das Ruhesystem erzeugt dann starke Anhäufungen an den Rändern der $\cos(\theta_H)$ -Verteilung ($\cos(\theta_H) \sim \pm 1$). Für den Zerfall in mehr als zwei Tochterpartikel kann man den verallgemeinerten Helizitätswinkel verwenden [34]. Er ist definiert als der Winkel der Sphärischitätsachse im Ruhesystem des D -Kandidaten. Die Definition des verallgemeinerten Helizitätswinkels über die Sphärischitätsachse ist schematisch in Abbildung

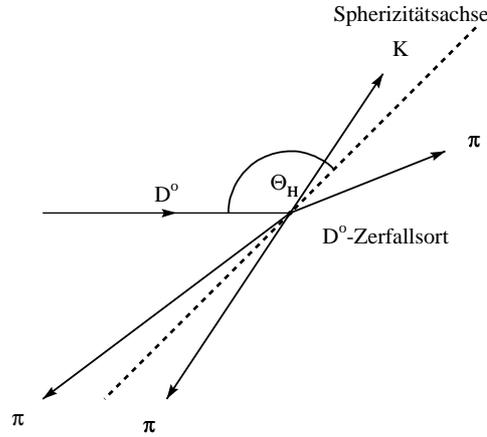


Abbildung 7.1: Definition des Helizitätswinkels im Ruhesystem des D^0 -Mesons am Beispiel des $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ Zerfalls.

7.1 dargestellt. Die Sphäritätsachse verläuft in Richtung des Eigenvektors zum größten Eigenwert des Impulstensors:

$$\Theta_{ij} = \frac{\sum_{n=1}^{N_D} p_i^n p_j^n}{\sum_{n=1}^{N_D} (\vec{p}^n)^2}. \quad (7.3)$$

Die Anzahl der Untergrundkandidaten nimmt bei kleinen Werten von X_E stark zu. Untergrundkandidaten häufen sich also bei kleinen Werten von X_E und gleichzeitig großen absoluten Werten der Helizitätswinkel, so daß ein energieabhängiger Schnitt in die Helizitätswinkelverteilung $w(\cos(\theta_H))$ angewendet wird:

$$X_E > 0.5 \cdot e^{F_H(|\cos(\theta_H)|-1)} - O_H. \quad (7.4)$$

Die Parameter F_H und O_H sind in Tabelle 7.3 gegeben. Die Verteilung des Helizitätswinkels $\cos(\theta_H)$ in Abhängigkeit der skalierten Energie X_E ist exemplarisch für den Zerfall $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ in Abbildung 7.2 gezeigt. Deutlich ist die starke Zunahme der D^+ -Kandidaten am Rande der $\cos(\theta_H)$ -Verteilung zu erkennen bei einer erwarteten gleichmäßigen Verteilung der Ereignisse aus D^+ -Zerfällen.

Für die semileptonischen D^0 -Zerfälle wird eine schwache Anforderung an die Identifikation der Leptonen gestellt („very loose“, Kapitel 5.5). Für alle anderen Teilchensorten wird keine Teilchenidentifikation in der Vorselektion verlangt.

7.1.2 Rekonstruktion des D -Vertex

Die Spurkandidaten aus der Vorselektion gehen in die Rekonstruktion des Zerfallsortes des D^0 - und D^+ -Mesons ein. Dadurch wird die Auswertung der Lebensdauerinformation

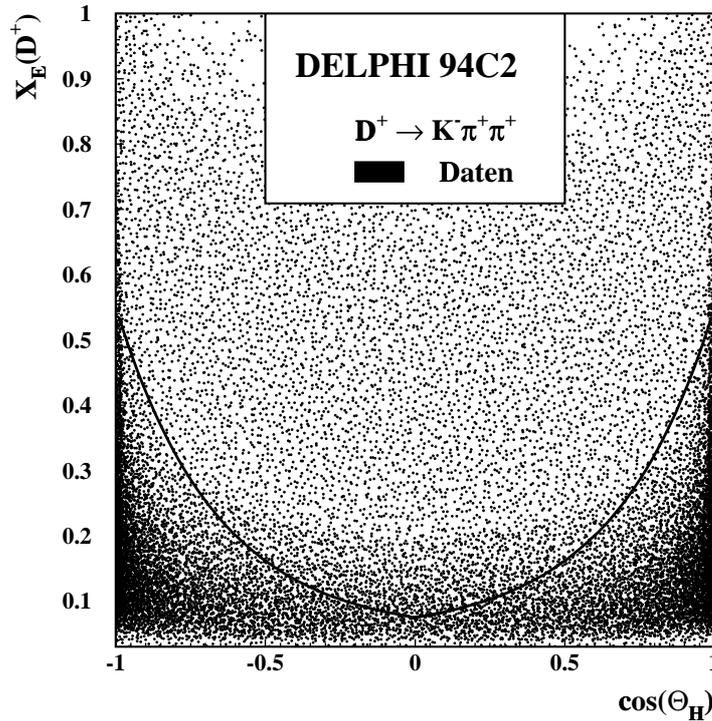


Abbildung 7.2: Helizitätswinkelverteilung des $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ Zerfalls in Abhängigkeit der skalierten Energie X_E des D^+ -Kandidaten. Die Kandidaten oberhalb der Schnittlinie werden akzeptiert.

aus der Zerfallslänge sowie die Verbesserung der Spurparameter durch die Anpassung auf den D -Vertex möglich.

Analog zu der Bestimmung des primären Vertex (Kapitel 4) wird aus den Parametern der geladenen Spurkandidaten in einer χ^2 -Anpassung [34, 35] der D -Vertex bestimmt. Im Anschluß werden für die beteiligten Spuren deren Parameter erneut in bezug auf diesen Vertex ermittelt. Die Informationen des Vertex-Detektors sind essentiell für die genaue Rekonstruktion des Zerfallsvertex und somit für eine gute Massenauflösung des rekonstruierten D -Mesons. Für alle Spurkandidaten wird deshalb gefordert, daß der VD mit der Messung in mindestens einer Lage zur Spurrekonstruktion beigetragen hat. Die Zerfallslänge ΔL der D^0 - und D^+ -Kandidaten ergibt sich aus dem Abstand des D -Vertex zum primären Vertex. Da in den Jahren 1992 und 1993 keine z -Koordinate des VD zur Verfügung stand, wird die Zerfallslänge für alle Jahre einheitlich in der $R\phi$ -Ebene bestimmt:

$$\Delta L = s_{\pm} \frac{\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}}{\sin \theta}. \quad (7.5)$$

Dabei sind Δx und Δy die Abstände der beiden Vertizes in der x - und y -Koordinate und θ

der rekonstruierte Produktionswinkel des D -Kandidaten. Das Vorzeichen s_{\pm} wird positiv gewählt, wenn der D -Vertex in Flugrichtung des D -Kandidaten rekonstruiert wurde.

Für den D^+ -Kanal wird die Verträglichkeit der Vertexrekonstruktion überprüft, indem eine χ^2 -Wahrscheinlichkeit aus der Anpassung des Zerfallvertex von mindestens 0.001 gefordert wird.

Der Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_{sl}^+ \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$ ist schematisch in Abbildung 7.3 dargestellt. Zur Bestimmung des D^{*+} -Kandidaten wird der rekonstruierte D^0 -Vertex mit einem π_{sl}^+ -

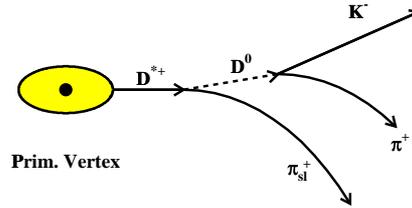


Abbildung 7.3: Schematische Darstellung des $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_{sl}^+ \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$ Zerfalls

Kandidaten kombiniert. Eine erneute χ^2 -Anpassung für den D^{*+} -Vertex ergab keine signifikante Verbesserung für die D^{*+} -Rekonstruktion. Das Pion aus dem $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$ Zerfall besitzt im Mittel einen Transversalimpuls von 40 MeV und einen maximalen Impuls von 4.5 GeV. Die Spur des Pions schließt mit der D^0 -Spur also maximal einen Winkel von etwa 6° ein, wenn man aufgrund der Massenverhältnisse für die D^0 -Richtung die Flugrichtung des D^{*+} -Mesons annimmt. Dies begründet den vernachlässigbaren Einfluß des π_{sl}^+ -Kandidaten bei der Bestimmung des D^{*+} -Vertex.

7.1.3 Selektion der D -Mesonen

Nach der Rekonstruktion der D -Meson-Zerfallsorte und der Verbesserung der Spurparameter in der Anpassung werden weitere, verschärfte Anforderungen an die D -Kandidaten gestellt. Neben den härteren Schnitten in die skalierte Energie X_E und die Helizitätswinkelverteilung (Tabelle 7.4) werden die Informationen aus der Zerfallslänge (Lebensdauerinformation) ausgewertet. Die Anforderungen an die Zerfallslänge ΔL sind in Tabelle 7.4 zusammengefaßt. Für alle Kanäle wird eine maximale Zerfallslänge von 2 cm zugelassen. Für die D^0 - und D^+ -Kanäle, bei denen die weitere Anforderung an die Massendifferenz fehlt und die stark durch den kombinatorischen Untergrund dominiert sind, wird ein positiver Mindestwert für die Zerfallslänge verlangt. Zur weiteren Unterdrückung des Untergrundes wird ein energieabhängiger Schnitt in die Zerfallslänge für alle Kanäle angewendet. Der kombinatorische Untergrund konzentriert sich bei kleinen Werten für die Zerfallslänge und der skalierten Energie X_E . Durch die Forderung

Zerfallskanal	ΔL [cm]	X_E^{min}	$F_{\Delta L}$	$O_{\Delta L}$	F_H	O_H
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	-0.05 – 2.0	0.15	-2.5	0.04	3.0	0.1
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	0.0 – 2.0	0.3	-1.0	0.05	2.0	0.1
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \gamma \gamma) \pi_{sl}^+$	0.0 – 2.0	0.3	-1.5	0.09	2.0	0.1
$D^{*+} \rightarrow (K^- \mu^+ (\nu_\mu)) \pi_{sl}^+$	0.0 – 2.0	0.2	-1.2	0.06	3.0	0.1
$D^{*+} \rightarrow (K^- e^+ (\nu_e)) \pi_{sl}^+$	0.0 – 2.0	0.2	-1.4	0.05	3.0	0.1
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ (\pi^0)) \pi_{sl}^+$	0.0 – 2.0	0.2	-2.5	0.03	3.0	0.0
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	0.125 – 2.0	0.35	—	—	3.0	0.1
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	0.05 – 2.0	0.3	-0.5	0.125	2.0	0.2
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$	0.05 – 2.0	0.3	-0.6	0.15	2.0	0.2

Tabelle 7.4: Schnitte in die Zerfallslänge ΔL , die skalierte Energie X_E und den Helizitätswinkel $\cos(\theta_H)$ zur D -Meson-Selektion.

$$\Delta L = F_{\Delta L} (X_E^{min} - X_E)^2 + O_{\Delta L}, \quad (7.6)$$

mit den in Tabelle 7.4 angegebenen Werten wird eine wirkungsvolle Unterdrückung des Untergrundes in diesem Bereich erreicht. Abbildung 7.4 zeigt am Beispiel des $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$ Zerfalls die Zerfallslänge des D^0 in Abhängigkeit der skalierten Energie. Zur Verdeutlichung der Struktur von Signal und Untergrund ist die Vorhersage der Simulation für echte D^{*+} -Mesonen der Datenverteilung überlagert.

Für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \gamma \gamma) \pi_{sl}^+$ mit rekonstruiertem $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ ist in Abbildung 7.5 die Dalitz-Verteilung gezeigt. Zur Hervorhebung der Struktur von Signal und Untergrund ist wiederum die Vorhersage der Simulation der Datenverteilung überlagert. Neben den deutlichen Signalbeiträgen im Bereich der „Spitzen“ der Verteilung aus dem dominanten Zerfallsweg $D^0 \rightarrow K^- \rho^+$ (Zerfallsrate $Br = 10.8 \pm 1.0\%$) sind die Bänder aus den Zerfällen $D^0 \rightarrow \bar{K}^{*0}(892) \pi^0$ ($Br = 2.1 \pm 0.3\%$) sowie $D^0 \rightarrow K^{*-}(892) \pi^+$ ($Br = 1.7 \pm 0.2\%$) zu erkennen. Eine erhebliche Reduktion des Untergrundes wird durch die folgenden Schnitte in die Massenkombinationen $m_{K^- \pi^+}$ und $m_{K^- \pi^0}$ erreicht:

$$\begin{aligned} 0.5 \text{ GeV} < m_{K^- \pi^+} < 1.1 \text{ GeV} & \quad \text{und} \quad 1.4 \text{ GeV} < m_{K^- \pi^0} < 1.8 \text{ GeV} \\ 1.4 \text{ GeV} < m_{K^- \pi^+} < 1.8 \text{ GeV} & \quad \text{und} \quad 0.5 \text{ GeV} < m_{K^- \pi^0} < 1.1 \text{ GeV} \quad , \end{aligned}$$

welche ebenfalls in der Dalitz-Verteilung abgebildet sind.

Zu einer weiteren Unterdrückung des Untergrundes trägt die kombinierte Kaon-Identifikation aus der RICH- und dE/dx -Messung bei.

Für die D^{*+} -Kanäle, welche durch die weitere Bedingung über das D^{*+} -Meson einen geringeren Untergrund als die D^0 - und D^+ -Kanäle besitzen, wird das in Kapitel 5.1 und 5.2 eingeführte schwache Pionveto verlangt. D.h. für Messungen mit ausreichender Qualität ($Q_{\text{RICH}}^\pi > 1$, $Q_{\text{TPC}} > 0$) werden anhand der kombinierten Identifikation aus Abschnitt 5.3

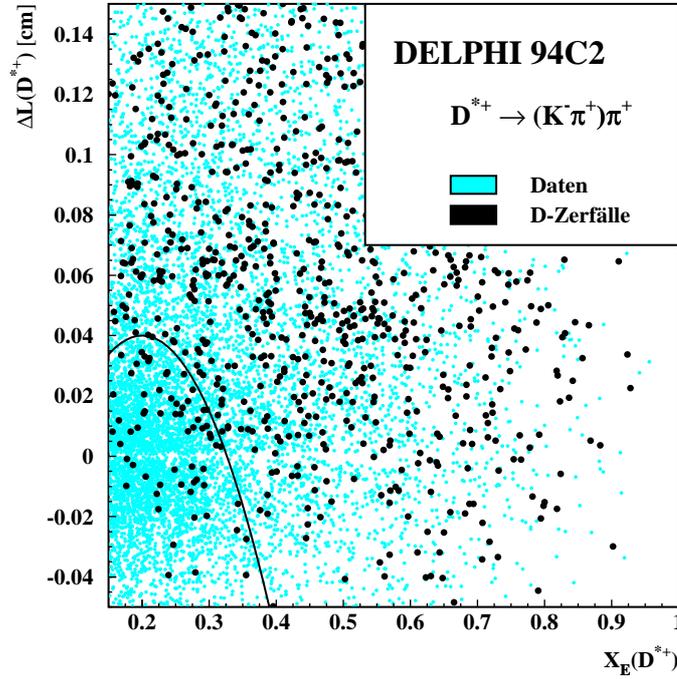


Abbildung 7.4: Schnitt in die Zerfallslänge ΔL in Abhängigkeit der skalierten Energie X_E des D -Mesons für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+$. Die Vorhersage der Simulation für D -Zerfälle ist der Datenverteilung überlagert.

D -Mesonen selektiert ($I_{\text{RICH}}^\pi \leq 1$, $I_{\text{TPC}} > 0.2$). Für D -Kandidaten, die keine oder nur eine Messung mit unzureichender Qualität besitzen, werden keine Selektionskriterien angewendet.

Für die D^0 - und D^+ -Kanäle, die einen großen kombinatorischen Untergrund besitzen, wird das starke Pionveto gefordert. Messungen ohne Teilchenidentifikation oder mit unzureichender Qualität der Messung werden verworfen. Liegt eine ausreichende Qualität der Messung vor, so werden die D -Kandidaten über die Kombination $I_{\text{RICH}}^\pi \leq 1$, $I_{\text{TPC}} > 0.2$ identifiziert. Für die D^0 -Zerfälle wird mit $I_{\text{TPC}} > 0.3$ eine etwas stärkere Identifikation gefordert.

In den resultierenden Massen- und Massendifferenzspektren zeigt sich, daß die Auflösung von der Simulation überschätzt wird. Gleichzeitig sind die Spektren im Vergleich zwischen den Daten und der Simulation verschoben. Die Unterschiede von weniger als 5% in der Auflösung sowie weniger als 0.5% in der Verschiebung werden in den Vorhersagen der Simulation nachträglich korrigiert.

In der Tabelle 7.5 sind die Schnitte zur endgültigen D -Meson-Selektion an die Massen

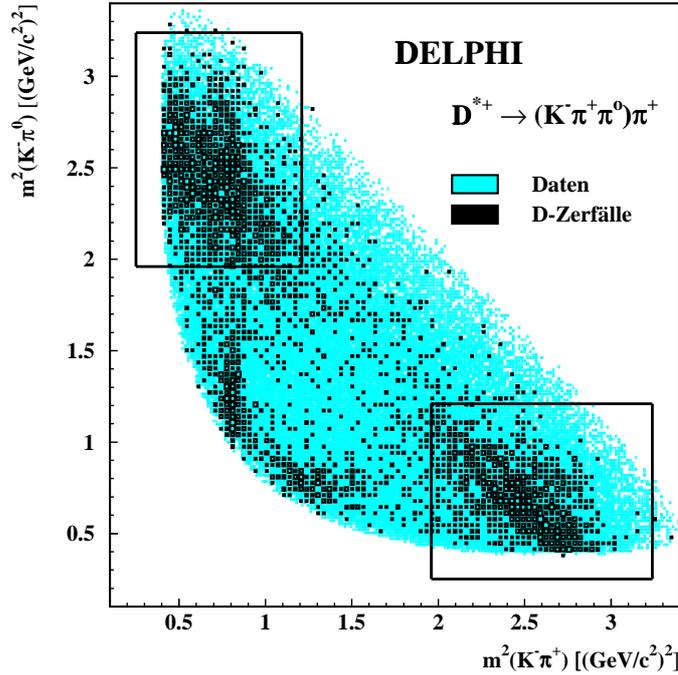


Abbildung 7.5: Dalitz-Verteilung für den $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \gamma \gamma) \pi_{sl}^+$ Zerfall. Die Vorhersage der Simulation für D -Zerfälle ist der Datenverteilung überlagert. Ebenfalls sind die Schnitte in die Massenkombinationen dargestellt.

m_{D^0} , m_{D^+} bzw. die Massendifferenz $\Delta m = m_{D^{*+}} - m_{D^0}$ angegeben. Zusätzlich wird für den Zerfall $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ durch den Schnitt auf die möglichen Massendifferenzen $\Delta m = m_{D^+} - m_{K^- \pi^+} > 0.2 \text{ GeV}$ aus dem D^+ -Kandidaten und den $K^- \pi^+$ -Kombinationen der Beitrag aus $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$ Zerfällen entfernt.

7.2 Ergebnisse der Rekonstruktion

Die Massenspektren der D^0 - und D^+ -Zerfälle sowie die Spektren der Massendifferenzen der Zerfälle $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_{sl}^+$ sind in den Abbildungen 7.6 und 7.7 dargestellt. Die Unterteilung der Simulation in verschiedene Klassen ist für die spätere Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie (Kapitel 8) von Bedeutung.

Für alle Zerfallskanäle ist der Beitrag aus vollständig rekonstruierten D -Meson-Zerfällen angegeben („ D Zerfälle“). Ebenfalls gleich für alle Kanäle ist der Anteil aus dem kombinatorischen Untergrund dargestellt („Untergrund“). Die verbleibende Ladungskorrelation zum primären Quark und die somit auftretende Asymmetrie in dieser Klasse wird in Kapitel 8.3 diskutiert.

Zerfallskanal	m_{D^0}, m_{D^+} [GeV]	max. Δm [GeV]
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	1.790 to 1.94	0.160
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	1.845 to 1.90	0.160
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \gamma \gamma) \pi_{sl}^+$	1.740 to 1.98	0.165
$D^{*+} \rightarrow (K^- \mu^+ (\nu_\mu)) \pi_{sl}^+$	0.750 to 1.75	0.250
$D^{*+} \rightarrow (K^- e^+ (\nu_e)) \pi_{sl}^+$	0.750 to 1.75	0.250
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ (\pi^0)) \pi_{sl}^+$	1.350 to 1.75	0.175
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	1.700 to 2.05	-
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	1.750 to 2.20	-
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$	1.500 to 1.70	-

Tabelle 7.5: Schnitte an die Massen und Massendifferenzen zur D -Meson-Selektion.

Für die $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_{sl}^+$ Kanäle wird zwischen zwei weiteren Klassen unterschieden. Der Anteil, in dem das D^0 -Meson nicht vollständig rekonstruiert wurde oder die Massen den Zerfallsteilchen falsch zugewiesen wurden („Reflektion“), rekonstruiert eindeutig durch das π_{sl}^+ die Ladung des D^{*+} -Mesons und liefert somit einen Beitrag zur gemessenen Asymmetrie. Die Kombination eines Pions π_{sl}^+ mit einem „künstlichen“ D^0 besitzt ebenfalls eine eindeutige Ladungskorrelation zum D^{*+} . Dieser Beitrag wird als eigene Klasse angegeben („ $\pi_{sl}^+ + X$ “), um Ladungskorrelationen im kombinatorischen Untergrund zu verhindern.

Für die D^0 -Zerfälle fehlt die eindeutige Zuweisung des Ladungszustands des D^{*+} . Deshalb werden die Beiträge aus Reflektionen getrennt angegeben für die Klassen, in denen der Ladungszustand richtig bzw. falsch („falsche Vorzeichen“) rekonstruiert wurde. Der Beitrag aus $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_{sl}^+$ Zerfällen, in denen ein π_{sl}^+ irrtümlich mit einem K^- zu einem D^0 kombiniert wurde, wird aufgrund der Selektionskriterien als sehr klein erwartet. Eine Abschätzung anhand der Simulation ergab einen Anteil von weniger als 0.5 % im Vergleich zu den Signalereignissen, weshalb dieser Beitrag in der Klasse des Untergrunds berücksichtigt wird. Der Einfluß dieser Einteilung auf die Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie wird in Kapitel 8.3 untersucht.

Im Zerfall des $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ ist die Ladung des D^+ eindeutig durch die gleichgeladenen Pionen gegeben. Der Anteil aus Reflektionen (0.1 %) ist zu gering, um als eigene Klasse berücksichtigt zu werden. Der Anteil aus D^{*+} -Zerfällen, in denen ein π_{sl}^+ zu einem „künstlichen“ D^+ kombiniert wird, ist ebenfalls als eigene Klasse („ $\pi_{sl}^+ + X$ “) dargestellt. Der Anteil dieser Klasse wird durch den Schnitt auf die Massendifferenz $\Delta m = m_{D^+} - m_{K^- \pi^+} > 0.2 \text{ GeV}$ stark reduziert.

Um falsche Zerfallsraten sowie Unsicherheiten in der Modellbeschreibung des Untergrunds in der Simulation zu korrigieren, werden die Vorhersagen für den Untergrund und den

Zerfallskanal	Signal Ereignisse	Anteil an Reflektionen	$R_{S/B}$
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	6030 ± 103	3.8 %	0.95 ± 0.02
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	5123 ± 103	12.0 %	0.86 ± 0.02
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \gamma \gamma) \pi_{sl}^+$	5787 ± 125	50.6 %	1.19 ± 0.03
$D^{*+} \rightarrow (K^- \mu^+ (\nu_\mu)) \pi_{sl}^+$	3042 ± 91	25.7 %	0.64 ± 0.02
$D^{*+} \rightarrow (K^- e^+ (\nu_e)) \pi_{sl}^+$	1810 ± 65	27.6 %	0.98 ± 0.04
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ (\pi^0)) \pi_{sl}^+$	15111 ± 232	43.7 %	1.16 ± 0.02
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	5667 ± 161	0.1 %	0.83 ± 0.02
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	9311 ± 232	5.0 %	1.00 ± 0.02
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$	9948 ± 298	24.2 %	1.21 ± 0.04

Tabelle 7.6: Die Anzahl der rekonstruierten D -Mesonen für die Daten der Jahre 1992 – 1995. Der Anteil der Reflektionen und der relative Normierungsfaktor $R_{S/B}$ sind ebenfalls angegeben.

Beitrag der restlichen Klassen getrennt auf die Datenverteilungen normiert. Der relative Normierungsfaktor $R_{S/B}$ aus den Faktoren für Signal und Untergrund wird aus einer χ^2 -Anpassung an die Massen- bzw. Massendifferenzspektren gewonnen und ist in Tabelle 7.6 angegeben. Der Einfluß dieser Normierung auf die Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie wird ebenfalls in Kapitel 8.3 behandelt.

Als Resultate der Rekonstruktion der neun Zerfallskanäle sind in Tabelle 7.6 die Anzahlen der rekonstruierten D -Mesonen angegeben. Sie sind einer Anpassung der Vorhersagen der Simulation an die Daten entnommen. Der Beitrag an Reflektionen zeigt in den Massen- und Massendifferenzspektren ein ähnliches Verhalten wie die D -Zerfälle. Reflektionen besitzen die gleiche eindeutige Ladungskorrelation zum primären Quark, so daß diese ebenfalls als Signal gewertet werden. Der Anteil der Reflektionen ist in Tabelle 7.6 gegeben.

Insgesamt werden in den neun Zerfallskanälen 61829 ± 521 D -Mesonen rekonstruiert. Dies bedeutet eine Zunahme von annähernd 60 % im Vergleich zu der früheren Analyse [34] der Daten der Jahre 1991 – 1994 in der vorherigen SDST-Prozessierung.

Aus den Massendifferenzspektren der $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$ und $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) \pi_{sl}^+$ Kanäle werden die Lage und die Breite der Resonanzkurve bestimmt. Eine analytische Anpassung an die Spektren ergibt die in Tabelle 7.7 angegebenen Werte. Die ermittelten Werte für die Massendifferenz liegen im Vergleich mit dem aktuellen Weltmittelwert zu hoch. Dies kann an bestehenden Problemen in der Spurrekonstruktion liegen, wie sie sich auch in Abbildung 4.2 der totalen geladenen Energie pro Ereignis zeigen.

Die D^0 -Masse wurde aus dem D^0 -Massensignal im $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$ Zerfall bestimmt, wobei die Massendifferenz auf $143 \text{ MeV} < \Delta m < 148 \text{ MeV}$ eingeschränkt wurde. Für die D^0 -Masse wie auch für die D^+ -Masse aus dem $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ Zerfall ergeben sich

Zerfallskanal	Δm [MeV]	Breite [MeV]	PDG 98 [39]
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	145.564 ± 0.013	0.485 ± 0.018	145.397 ± 0.030
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	145.587 ± 0.014	0.633 ± 0.017	
Zerfallskanal	m_{D^0}, m_{D^+} [MeV]	Breite [MeV]	PDG 98 [39]
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	1868.54 ± 0.43	20.41 ± 0.53	1864.6 ± 0.5
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	1873.83 ± 0.56	19.61 ± 0.61	1869.3 ± 0.5

Tabelle 7.7: Resultate aus der Anpassung an die Massen- und Massendifferenzspektren.

ebenfalls Verschiebungen zu höheren Werten.

Im Vergleich zu den Massenbestimmungen der früheren D -Meson-Analyse [34] ergeben sich kleinere Fehler aus der Anpassung sowie kleinere Breiten in den Spektren. Diese lassen sich durch die verbesserte Spurrekonstruktion in der verwendeten Datenprozessierung erklären.

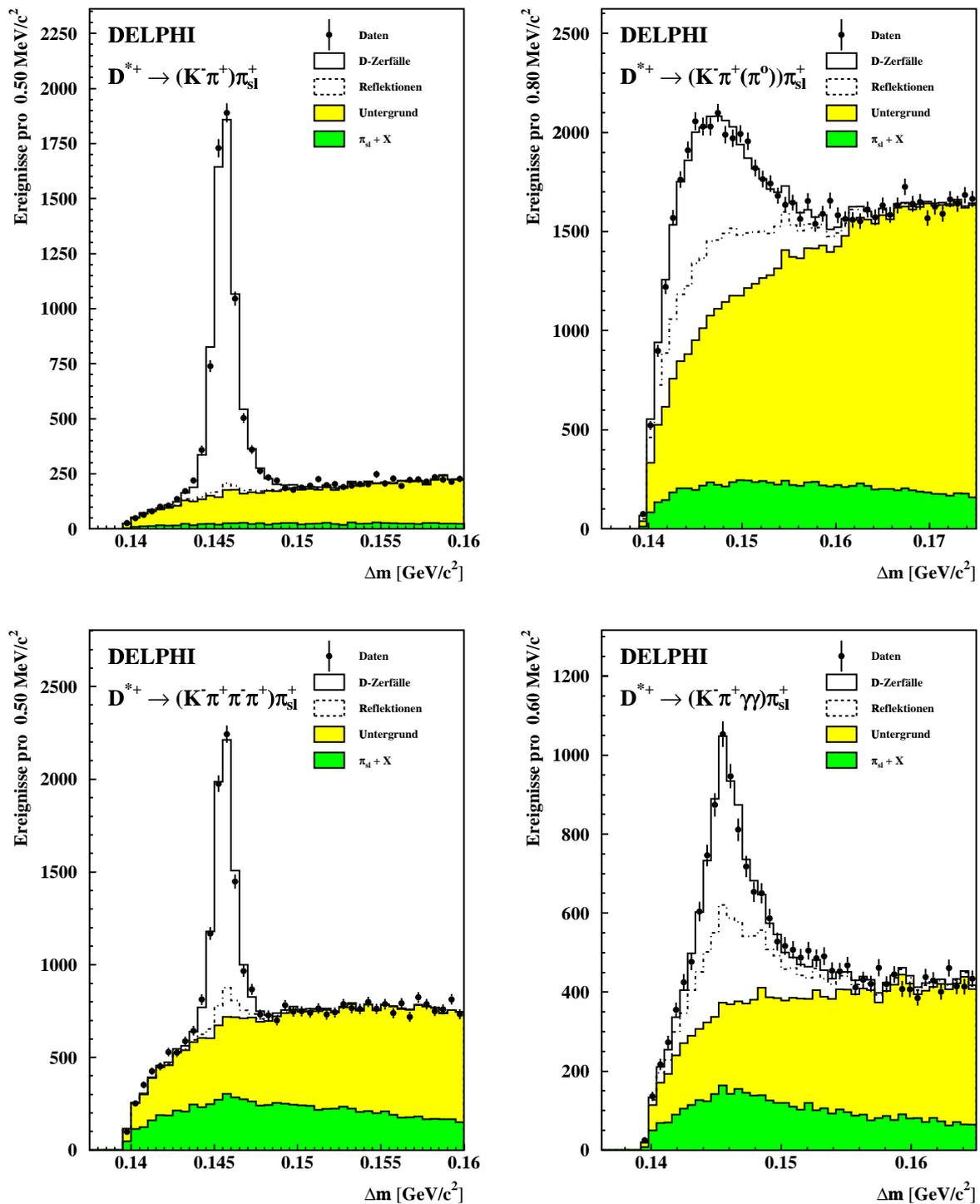


Abbildung 7.6: Die Massendifferenzspektren für vier verschiedene D^0 -Zerfälle aus dem $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_{sl}^+$ Zerfall. Neben den Datenverteilungen sind die verschiedenen Beiträge aus der Vorhersage der Simulation dargestellt.

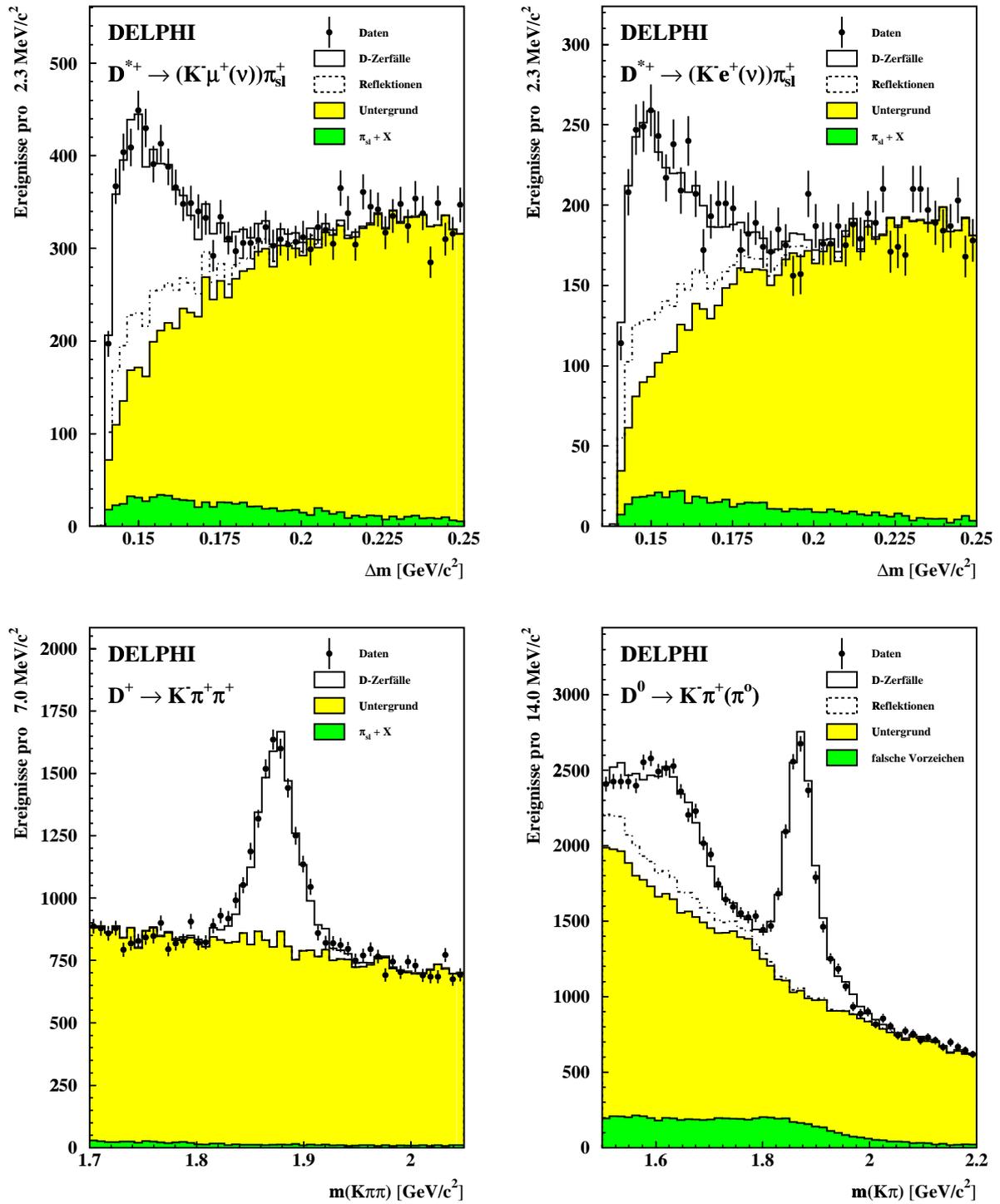


Abbildung 7.7: Die Massendifferenzspektren für die semileptonischen D^{*+} -Zerfälle des $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_{sl}^+$ (oben) sowie die Massenspektren für den $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ und $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$ Zerfall (unten). Ebenfalls sind neben den Datenverteilungen die verschiedenen Beiträge aus der Simulation dargestellt.

Die Bestimmung der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie A_{FB}

D -Mesonen enthalten in c -Ereignissen das primäre Quark und können somit zur direkten Identifikation des initialen Quarktyps herangezogen werden. In b -Ereignissen liefern sie über den $b \rightarrow c$ Zerfall einen indirekten Nachweis auf das b -Quark. Die Identifikation des Typs des primären b -Quarks wird durch den Einfluß der $B^0 - \bar{B}^0$ -Mischung vor dem $b \rightarrow c$ Zerfall sowie sekundärer c -Produktion aus dem W -Vertex in diesem Zerfall erschwert.

Für die Bestimmung der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie aus der Winkelverteilung der rekonstruierten D -Mesonen müssen die Beiträge von c - und b -Ereignissen getrennt werden. Die Werte der Asymmetrien sind von der gleichen Größenordnung (6–10 %) und besitzen das gleiche Vorzeichen. Die statistische Präzision der Messung hängt somit von der erreichten Separation der Beiträge ab. Eine Trennung der beiden Beiträge kann durch eine fast vollständige Unterdrückung des b -Anteils erreicht werden. Durch einen zusätzlichen Schnitt von $X_E > 0.5$ für das D -Meson wird eine Reinheit der c -Ereignisse von etwa 80 % erreicht [57]. Dies hat aber zur Folge, daß neben der starken Reduktion der D -Mesonen aus c -Ereignissen die Einflüsse des verbleibenden b -Signals auf die gemessene c -Asymmetrie nur schwer abzuschätzen sind. In dieser Analyse wird deshalb die Klasse der b -Ereignisse nicht unterdrückt, sondern es werden beide Vorwärts–Rückwärts Asymmetrien A_{FB}^c und A_{FB}^b bestimmt, um die Korrelationen zwischen den c - und b -Anteilen voll berücksichtigen zu können.

Zur Bestimmung der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie für c - und b -Quarks wird der Produktionswinkel θ der initialen Quarks benötigt. Dieser wird durch den Winkel θ_{Th} zwischen der Thrustachse \vec{n}_{Th} und der z -Achse approximiert. Die Thrustachse wird so bestimmt, daß die Projektionen der Impulse der N_E Spuren eines Ereignisses auf diese

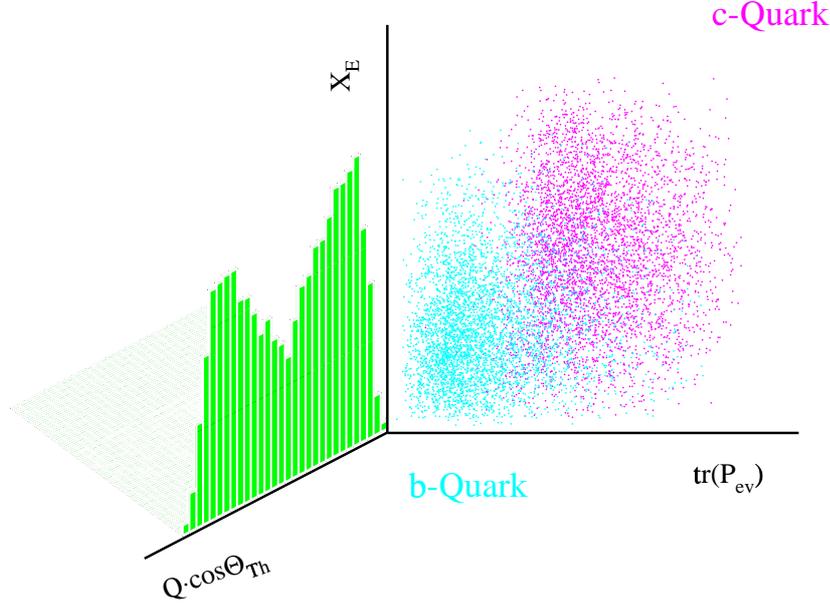


Abbildung 8.1: Schematische Darstellung der dreidimensionalen Anpassung zur Bestimmung der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie. In der Ebene der transformierten BTAG–Variable für das Ereignis $tr(\mathcal{P}_{ev})$ und der skalierten Energie X_E ist zur Steigerung der Übersichtlichkeit nur der Anteil aus D –Zerfällen dargestellt.

Achse maximiert werden:

$$T = \max_{\vec{n}_{Th}} \frac{\sum_{i=1}^{N_E} |\vec{p}_i \cdot \vec{n}_{Th}|}{\sum_{i=1}^{N_E} |\vec{p}_i|}, \quad |\vec{n}_{Th}| = 1. \quad (8.1)$$

In dieser Analyse wird die Thrustachse des BTAG–Programms (Kapitel 6) verwendet. In die Bestimmung der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie geht dann die mit dem Ladungszustand Q des rekonstruierten D –Mesons gewichtete Richtung $Q \cdot \cos \theta_{Th}$ ein; d.h. im Falle eines D^0 –Kandidaten ergibt sich die Ladung Q aus der Ladung des im Zerfall auftretenden Kaons.

Eine gute Separation zwischen den c – und b –Anteilen liefern die Verteilungen der skalierten Energie X_E der D –Mesonen und die in Kapitel 6.2 eingeführte transformierte Ereignisvariable $tr(\mathcal{P}_{ev})$ des BTAG–Programms. In Abbildung 8.1 ist die Verteilung des Signals in Abhängigkeit dieser Variablen schematisch dargestellt. Die D –Mesonen in c –Ereignissen beinhalten das primäre Quark und besitzen deshalb ein großes X_E von im Mittel $\langle X_E \rangle_D^c \simeq 0.5$. Das Spektrum der D –Mesonen in b –Ereignissen hingegen ist aufgrund des Zerfalls eines b –Hadrons in ein D –Meson zu kleineren Werten verschoben: $\langle X_E \rangle_D^b \simeq 0.35$. Der kombinatorische Untergrund konzentriert sich bei kleinen Werten X_E .

Zerfallskanal	Signal- und Seitenbandbereiche			
	Δm [GeV]		m_D [GeV]	
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	[<0.143]	0.143–0.148	[-0.160]	—
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	[<0.143]	0.143–0.148	[-0.160]	—
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \gamma \gamma) \pi_{sl}^+$	[<0.143]	0.141–0.151	[-0.165]	—
$D^{*+} \rightarrow (K^- \mu^+ (\nu_\mu)) \pi_{sl}^+$		< 0.180	[-0.250]	—
$D^{*+} \rightarrow (K^- e^+ (\nu_e)) \pi_{sl}^+$		< 0.180	[-0.250]	—
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ (\pi^0)) \pi_{sl}^+$		< 0.152	[-0.175]	—
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$		—		[1.70–] 1.83–1.91 [-2.05]
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$		—		1.80–1.93 [-2.20]
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$		—		1.50–1.70 [1.93–2.20]

Tabelle 8.1: Einteilung der Massen- und Massendifferenzspektren in Signal- und Seitenbandbereiche korrespondierend zu den Selektionskriterien in Tabelle 7.5. Die Bereiche für die Seitenbänder sind in Klammern gesetzt.

Die Ereignisvariable $tr(\mathcal{P}_{ev})$ ist so konstruiert, daß Beiträge aus b -Ereignissen bei kleinen Werten von $tr(\mathcal{P}_{ev})$ liegen und das Signal aus c -Ereignissen zu größeren Werten verschoben ist. Der kombinatorische Untergrund aus b -, c - und uds -Anteilen zeigt ein flaches Verhalten.

Damit ergeben sich in der Ebene aus X_E und $tr(\mathcal{P}_{ev})$ Bereiche mit unterschiedlicher Sensitivität auf die Signalbeiträge von b - und c -Quarks sowie auf den kombinatorischen Untergrund aus allen Quarksorten. Bei einer gleichzeitigen Anpassung in den drei Dimensionen ist es möglich, die Beiträge von c - und b -Quarks zu separieren und über die Winkelverteilung $Q \cdot \cos \theta_{Th}$ die individuellen Vorwärts–Rückwärts Asymmetrien zu bestimmen .

8.1 Anpassungsverfahren zur Bestimmung der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie A_{FB}

Für die Bestimmung der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie für c - und b -Quarks wird in dieser Analyse die Vorhersage der Simulation an die Verteilungen der Daten angepaßt. Dazu ist es nötig, die verschiedenen Beiträge, die eine Ladungskorrelation zum primären Quark und damit eine Asymmetrie besitzen, getrennt zu betrachten. Diese Trennung ist bereits in den Abbildungen 7.6 und 7.7 der Massen- und Massendifferenzverteilungen dargestellt. Die verschiedenen Beiträge können in drei Klassen $\mathcal{C}_1 - \mathcal{C}_3$ unterteilt werden, wobei die Anteile der einzelnen Quarksorten bestimmt werden muß:

- \mathcal{C}_1 Die Beiträge aus D –Meson–Zerfällen und den zugehörigen Reflektionen besitzen beide die gleiche eindeutige Ladungskorrelation sowie eine ähnliche Struktur in den Massen– und Massendifferenzverteilungen. Sie werden als eine Klasse behandelt.
- \mathcal{C}_2 Für die D^{*+} – und D^+ –Zerfälle ergibt sich ein Beitrag aus der Kombination eines π_{sl}^+ aus dem $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_{sl}^+$ Zerfall mit dem kombinatorischen Untergrund („ $\pi_{sl}^+ + X$ “). Diese Klasse liefert aufgrund der Ladungskorrelation des π_{sl}^+ zum D –Meson einen Beitrag zur Asymmetrie. Sie besitzt im wesentlichen eine flache Struktur über den gesamten Massen– bzw. Massendifferenzbereich.
- Für die D^0 –Kanäle können durch eine falsche Zuweisung der Massen an die Kaonen und Pionen Kandidatenerzeugt werden, welche die entgegengesetzte Ladungskorrelation zum primären Quark besitzen und somit die gemessene Asymmetrie reduzieren.
- \mathcal{C}_3 Die Ladungskorrelation des kombinatorischen Untergrunds wird sehr klein erwartet. Reste aus den Zerfällen schwerer Hadronen führen jedoch zu einer nicht verschwindenden Asymmetrie, welche in dieser Klasse berücksichtigt wird.

In die Bestimmung der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie für c – und b –Quarks gehen somit sieben verschiedene Anteile in die Anpassung ein:

Für die Beiträge aus c – und b –Ereignissen werden getrennt alle drei Klassen berücksichtigt, hingegen liefert für uds –Ereignisse nur die Klasse \mathcal{C}_3 des kombinatorischen Untergrunds einen Beitrag. Für die Anpassung werden die Massen– und Massendifferenzspektren in Signal– und Seitenbandbereiche unterteilt (Tabelle 8.1). Die Bestimmung der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie erfolgt in den Signalbereichen mit maximaler Reinheit der Signalklasse \mathcal{C}_1 . Die Übereinstimmung der Simulation mit den Daten in der Untergrundverteilung kann in den Seitenbändern überprüft werden.

Kandidaten, z.B. aus dem Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$, können ebenfalls in anderen untersuchten Kanälen selektiert werden. So zeigt sich in einer ähnlichen D –Meson–Analyse zur Bestimmung der partiellen Zerfallsbreite des Z in ein $c\bar{c}$ –Paar [38], daß der $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$ und der $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ Zerfall zu 20 % korreliert sind. Um diese Korrelationen zwischen den Ergebnissen der einzelnen Zerfallskanäle zu verhindern, werden sukzessive die Ereignisse eines Kanals aus allen anderen Kanälen entfernt. Jedes Ereignis wird also nur in einem Kanal ausgewertet. Bei Ereignissen mit mehreren D –Kandidaten pro Kanal im Signalbereich wird der Kandidat mit dem größten Kaon–Impuls selektiert. Verwenden zwei Kandidaten das gleiche Kaon, wird der D –Kandidat mit der größten rekonstruierten skalierten Energie X_E verwendet. Die selektierten Ereignisse werden dann nach der in Tabelle 8.2 angegebenen Reihenfolge aus den weiteren Kanälen entfernt. In Tabelle 8.2 sind ebenfalls die Raten für das Entfernen mehrfach auftretender Ereignisse für die Daten und die Simulation angegeben. Zusätzlich sind für die Simulation die Beiträge der verschiedenen Klassen gezeigt.

In den Verteilungen der skalierten Energie X_E und der BTAG–Variablen $tr(\mathcal{P}_{ev})$ zeigen sich im Bereich kleiner Werte von X_E und kleiner b –Reinheiten ($tr(\mathcal{P}_{ev}) \lesssim 1$) Diskrepanzen

zwischen den Daten und der Simulation. Dies läßt sich durch Probleme der Simulation bei der Beschreibung des kombinatorischen Untergrunds aus uds -Ereignissen erklären. Der uds -Anteil beträgt weniger als 10 % für die D^{*+} - und D^+ -Kanäle¹ sowie etwa 30 % für die D^0 -Kanäle. Eine relative Korrektur dieses Anteils für die einzelnen Zerfallskanäle von maximal 30 % führt zu einer guten Beschreibung aller Spektren.

In den folgenden zwei Abschnitten werden die Methoden zur Bestimmung der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie für c - und b -Quarks für die verschiedenen Energien beschrieben. Sie basieren auf den Verfahren zur Messung der Asymmetrien A_{FB}^c und A_{FB}^b aus einer früheren Analyse von D -Meson-Zerfällen [34]. Zur Durchführung der Anpassungen sind weitere Korrekturen an die Vorhersage der Simulation nötig. Diese Korrekturen sind im Kapitel 8.3 über die Diskussion der systematischen Unsicherheiten integriert. Die Ergebnisse der Messungen sind in Kapitel 9 zusammengefaßt.

Zerfallskanal	Daten	Simulation			
		Gesamt	Signal	$\pi_{sl}^+ + X$ fa. Vorz.	Untergrund
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	1%	1%	43.2 %	19.5 %	37.3 %
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	17%	15%	30.7 %	38.7 %	30.6 %
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \gamma \gamma) \pi_{sl}^+$	39%	35%	44.8 %	19.8 %	35.4 %
$D^{*+} \rightarrow (K^- \mu^+ (\nu_\mu)) \pi_{sl}^+$	13%	11%	37.0 %	23.4 %	39.6 %
$D^{*+} \rightarrow (K^- e^+ (\nu_e)) \pi_{sl}^+$	14%	13%	35.2 %	21.3 %	43.5 %
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ (\pi^0)) \pi_{sl}^+$	29%	25%	54.7 %	14.0 %	31.3 %
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	10%	9%	20.2 %	4.0 %	75.8 %
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	20%	20%	65.8 %	13.0 %	21.2 %
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$	28%	27%	33.0 %	12.3 %	54.7 %

Tabelle 8.2: Die Raten mehrfacher Ereignisse für die Daten und die Simulation auf dem Pol der Z -Resonanz. Für die Simulation sind ebenfalls die Anteile aus den verschiedenen Klassen angegeben.

8.1.1 Methode zur Messung von A_{FB} auf dem Pol der Z -Resonanz

Zur Bestimmung der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie von c - und b -Quarks auf dem Pol der Z -Resonanz ($\sqrt{s} = 91.235$ GeV) stehen aus den Jahren 1992 bis 1995 über drei Millionen Ereignisse (Tabelle 4.3) zur Verfügung. Die Verteilungen der skalierten Energie X_E , der transformierten Ereignisvariablem $tr(\mathcal{P}_{ev})$ sowie des Polarwinkels $Q \cdot \cos \theta_{Th}$ sind

¹Eine Ausnahme bildet der $D^{*+} \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$ Kanal mit einem Anteil von etwa 18 %.

Zerfallskanal	Anzahl der Intervalle			Daten		Simulation			
	X_E	$tr(\mathcal{P}_{ev})$	$ Q \cdot \cos \theta_{Th} $	Gesamt	Mittelwert	Gesamt	davon [%]		
							Signal	$\pi_{sl}^+ + X$ fa. Vorz.	Untergrund
$\sqrt{s} = 91.235 \text{ GeV}$									
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	4	5	4	6232	77.9	21140	80.5	3.0	16.5
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	5	5	5	8236	65.9	23490	43.5	22.1	34.4
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \gamma \gamma) \pi_{sl}^+$	4	4	4	5628	88.0	14961	48.2	16.1	35.7
$D^{*+} \rightarrow (K^- \mu^+ (\nu_\mu)) \pi_{sl}^+$	4	6	4	4756	49.5	15086	44.3	7.9	47.8
$D^{*+} \rightarrow (K^- e^+ (\nu_e)) \pi_{sl}^+$	4	4	3	2702	56.3	12287	45.8	6.7	47.5
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ (\pi^0)) \pi_{sl}^+$	6	7	5	16322	77.7	51485	43.2	9.1	47.7
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	5	5	5	11340	90.7	33684	36.3	0.9	62.8
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	5	6	5	12259	81.7	35590	43.3	5.3	51.4
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$	7	7	7	21388	62.4	59958	27.5	5.5	67.0

Tabelle 8.3: Die Intervalleinteilungen in den Variablen der skalierten Energie X_E , der transformierten Ereignisvariablen $tr(\mathcal{P}_{ev})$ sowie des Polarwinkels $Q \cdot \cos \theta_{Th}$ für die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 91.235 \text{ GeV}$. Zusätzlich sind für die Daten und Simulation die Anzahl der Ereignisse im Signalbereich angegeben, welche für die Simulation in die verschiedenen Klassen unterteilt sind.

in den Abbildungen 8.2 bis 8.10 für jeden der neun betrachteten Zerfallskanäle aus dem Signalbereich der Massen- bzw. Massendifferenzspektren dargestellt. Die verschiedenen Signalbeiträge für c - und b -Ereignisse sowie der kombinatorische Untergrund für alle Ereignisse aus der Simulation sind ebenfalls angegeben.

Die Verteilungen der drei Variablen für die D -Kandidaten werden für jeden Zerfallskanal in Intervalle eingeteilt (Tabelle 8.3), so daß jede Zelle im Mittel etwa die gleiche Anzahl an Ereignissen beinhaltet. In jeder Zelle i wird in den Daten die differentielle Asymmetrie

$$A_{FB}^{obs,i} = \frac{N_i^+ - N_i^-}{N_i^+ + N_i^-} \quad (8.2)$$

aus der Winkelverteilung der Ereignisse N_i^+ ($Q \cdot \cos \theta_{Th} > 0$) und N_i^- ($Q \cdot \cos \theta_{Th} < 0$) bestimmt.

In einer χ^2 -Anpassung [34] über alle Zellen N_Z wird dann in Vergleich mit der Vorhersage

der Simulation die Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie für c - und b -Quarks bestimmt:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_Z} \left\{ A_{FB}^{obs,i} - \sum_j^{c,b,uds} f_{ji} C_{ji} A_{FB}^j(\cos \theta_i) \right\}^2 / \sigma_i^2. \quad (8.3)$$

Die Fehler σ_i beinhalten die statistischen Unsicherheiten aus den Daten und der Simulation. Die differentiellen Asymmetrien $A_{FB}^j(\cos \theta_i)$ berücksichtigen die unterschiedlichen Asymmetrien für c , b und uds -Quarks:

$$A_{FB}^j(\cos \theta_i) = \frac{8}{3} A_{FB}^j \frac{\cos \theta_i}{1 + \cos^2 \theta_i}. \quad (8.4)$$

Die Faktoren f_{ji} aus Gleichung 8.3 geben die Raten der verschiedenen Klassen \mathcal{C}_1 bis \mathcal{C}_3 für c -, b - und uds -Ereignisse in jeder Zelle an. Die Entwicklung der Raten in den drei Dimensionen der Anpassung sowie die Ladungskorrelationen C_{ji} der einzelnen Beiträge werden pro Zelle der Simulation entnommen. Für c -Ereignisse sind die Ladungskorrelationen C_{ji} nahe bei Eins und werden nur leicht reduziert (z.B. durch harte Gluonabstrahlung, siehe Kapitel 1.4.3 und 8.2).

Der Effekt der $B^0 - \bar{B}^0$ Mischung in b -Ereignissen führt zusätzlich zu einer starken Reduktion der Ladungskorrelation zum primären Quark in b -Ereignissen. Die Entwicklung dieses Effekts in den drei Dimensionen der Anpassung, insbesondere in der $tr(\mathcal{P}_{ev})$ -Variablen, welche u.a. die Lebensdauerinformation über die Teilchen besitzt, wird der Simulation entnommen.

Der Beitrag zur D -Produktion in b -Ereignissen über den W -Vertex im $b \rightarrow c$ -Zerfall, der zu einer zusätzlichen Reduktion der Ladungskorrelation führt, ist in der Simulation nicht adäquat berücksichtigt. Die Vorhersagen der Simulation für die Ladungskorrelation C_{ji} werden nach den Ergebnissen aus Kapitel 2.4 auf diesen Effekt korrigiert. Die systematischen Unsicherheiten aufgrund dieser Korrektur sowie der Unsicherheit in der Beschreibung der $B^0 - \bar{B}^0$ -Mischung sind in Kapitel 8.3 diskutiert.

Der geringe Anteil an kombinatorischem Untergrund aus uds -Ereignissen in Kombination mit der sehr geringen Ladungskorrelation in diesem Beitrag führt zu einer sehr geringen statistischen Signifikanz der Anpassung auf die Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie für uds -Quarks. Für diesen Anteil wird daher ausschließlich die Vorhersage der Simulation verwendet, er geht nicht als eigener Parameter in die Anpassung ein.

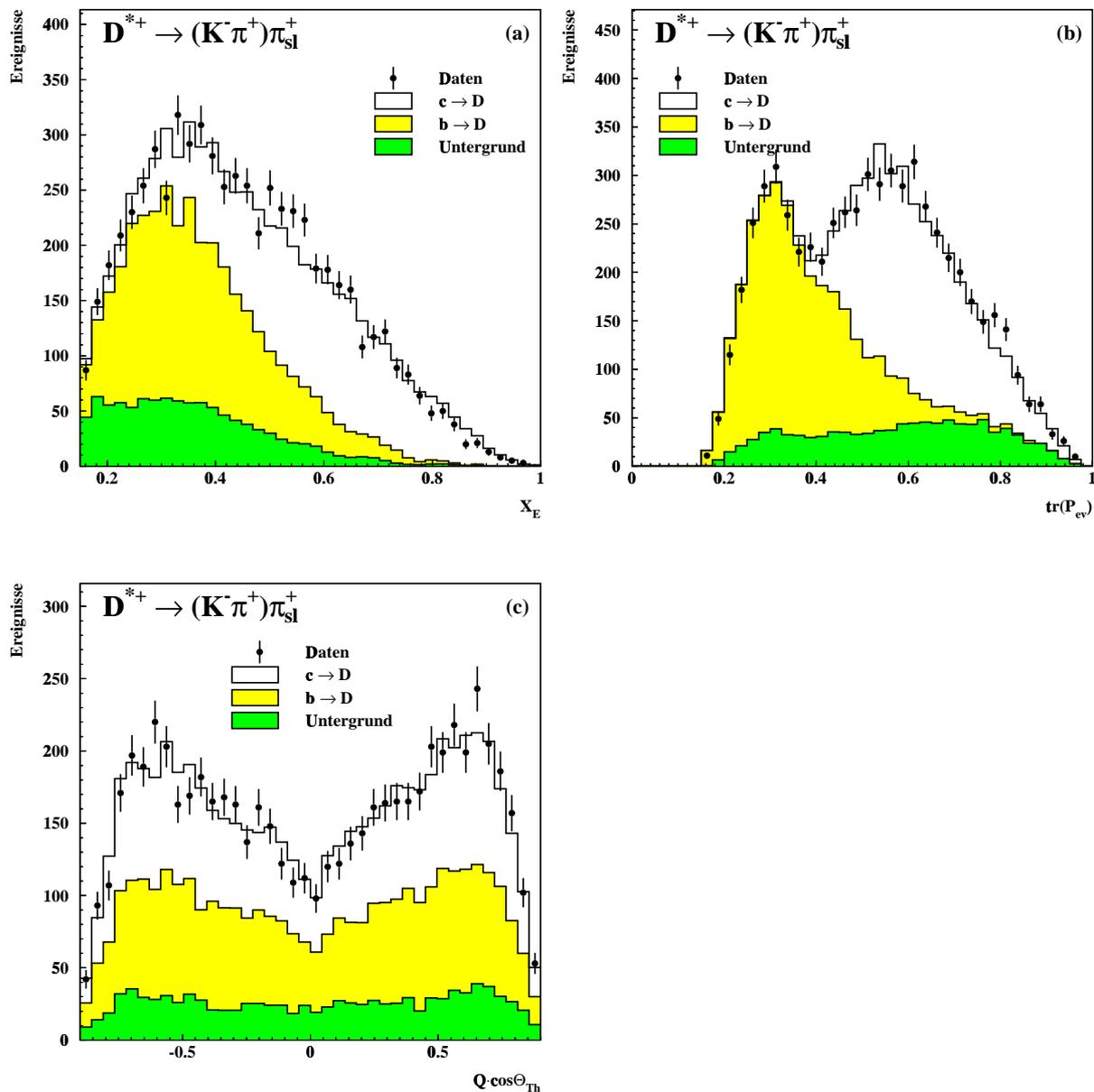


Abbildung 8.2: Die Verteilungen der skalierten Energie X_E , der transformierten Ereignisvariablen $tr(\mathcal{P}_{ev})$ und $Q \cdot \cos \theta_{Th}$ zur Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$. Neben den Verteilungen der Daten ist die Vorhersage der Simulation dargestellt. Diese ist getrennt für Zerfälle in c - und b -Ereignissen sowie dem kombinatorischen Untergrund aus allen Ereignissen angegeben.

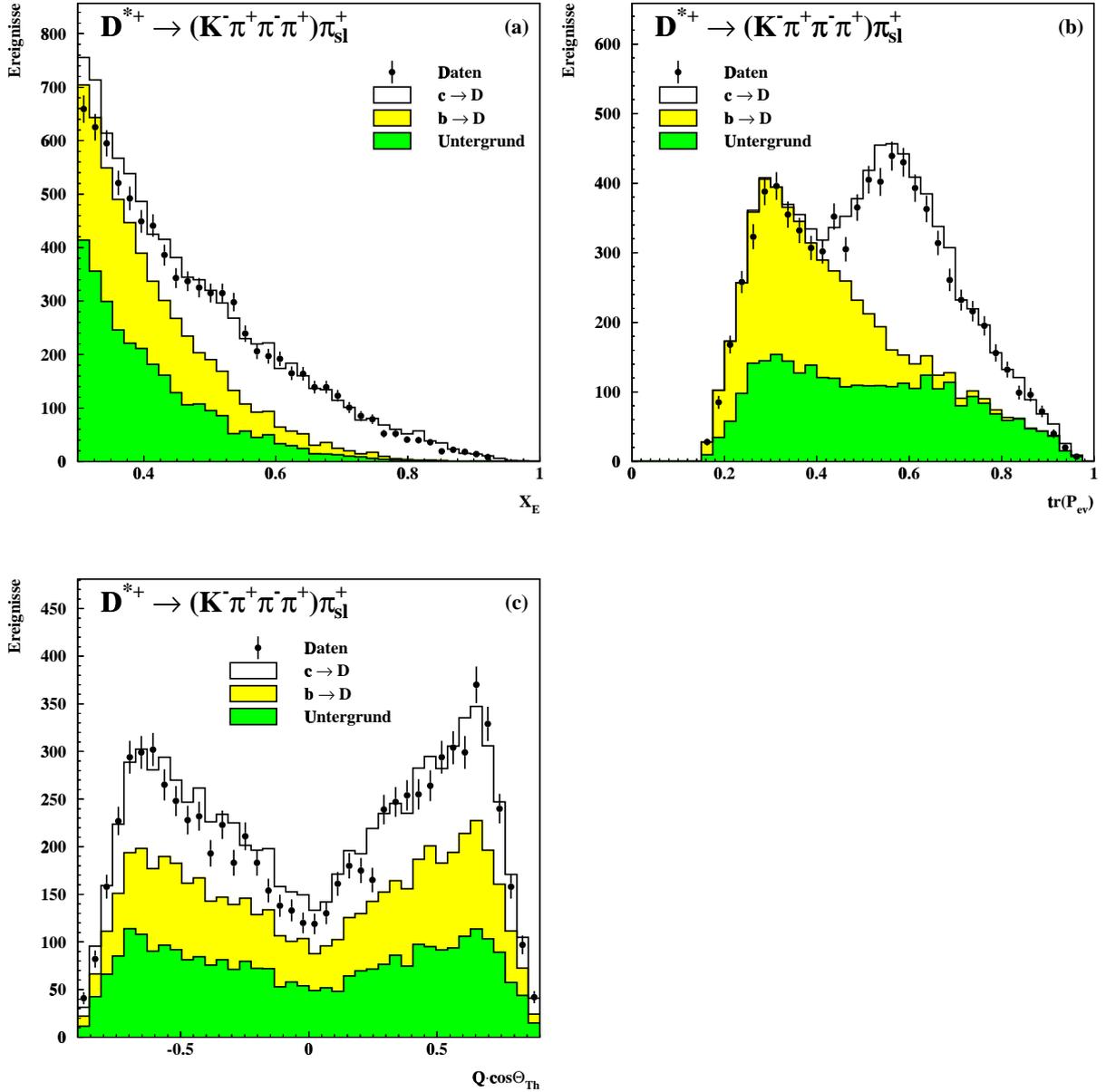


Abbildung 8.3: Die Verteilungen der skalierten Energie X_E , der transformierten Ereignisvariablen $tr(\mathcal{P}_{ev})$ und $Q \cdot \cos \theta_{Th}$ zur Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) \pi_{sl}^+$. Neben den Verteilungen der Daten ist die Vorhersage der Simulation dargestellt. Diese ist getrennt für Zerfälle in c - und b -Ereignissen sowie dem kombinatorischen Untergrund aus allen Ereignissen angegeben.

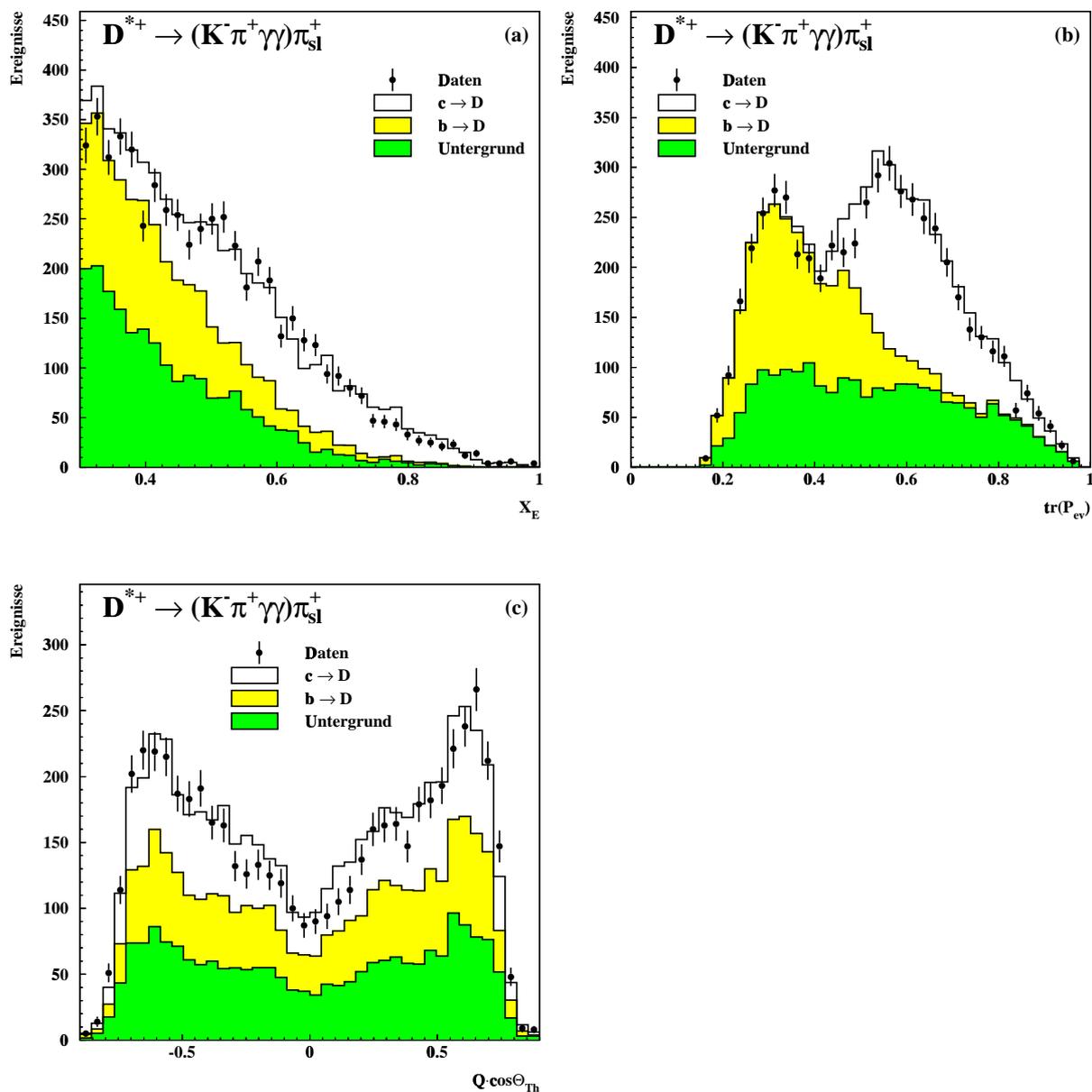


Abbildung 8.4: Die Verteilungen der skalierten Energie X_E , der transformierten Ereignisvariablen $tr(\mathcal{P}_{ev})$ und $Q \cdot \cos \theta_{Th}$ zur Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \gamma \gamma) \pi_{sl}^+$. Neben den Verteilungen der Daten ist die Vorhersage der Simulation dargestellt. Diese ist getrennt für Zerfälle in c - und b -Ereignissen sowie dem kombinatorischen Untergrund aus allen Ereignissen angegeben.

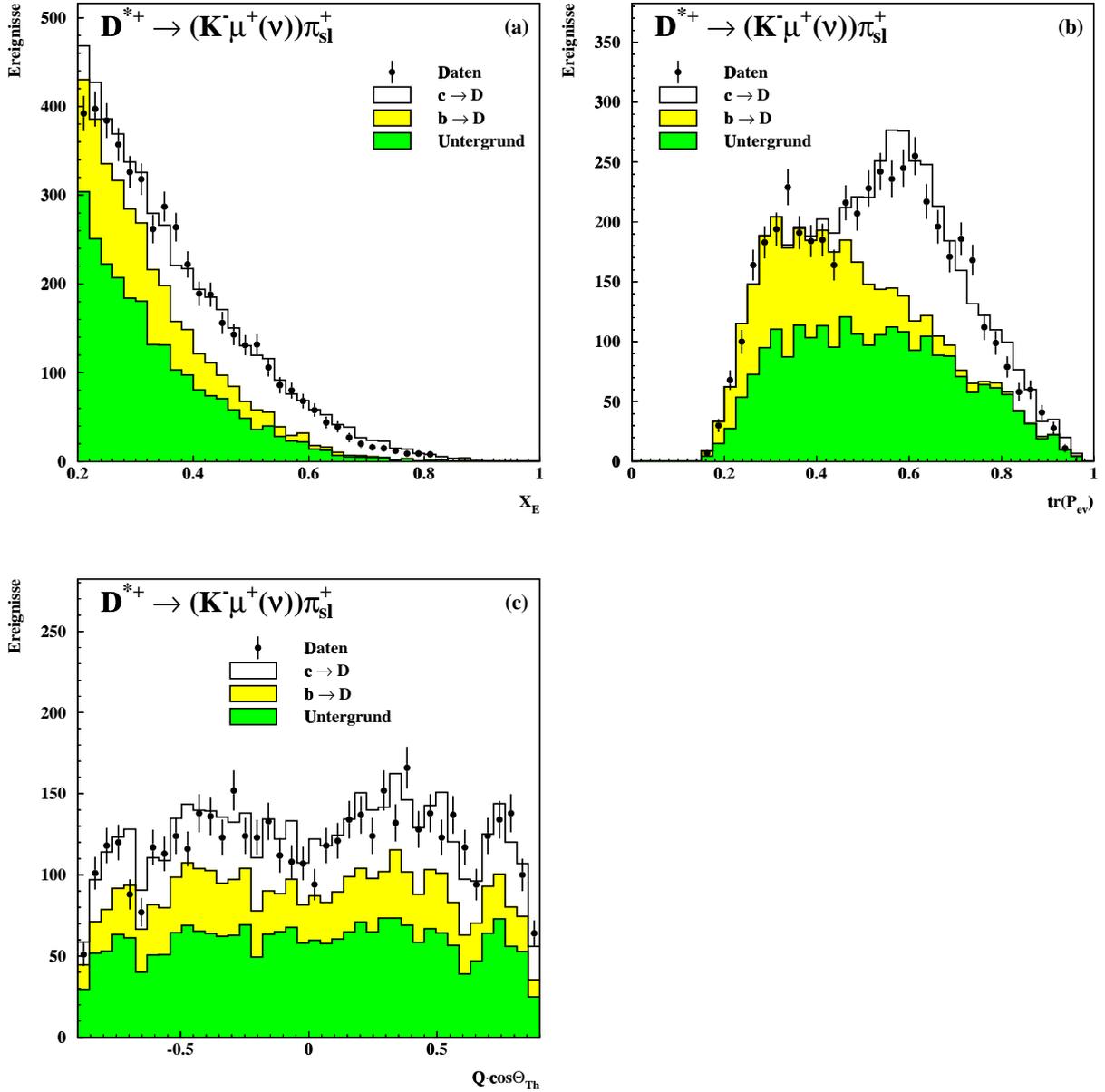


Abbildung 8.5: Die Verteilungen der skalierten Energie X_E , der transformierten Ereignisvariablen $tr(\mathcal{P}_{ev})$ und $Q \cdot \cos \theta_{Th}$ zur Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^- \mu^+ (\nu_\mu)) \pi_{sl}^+$. Neben den Verteilungen der Daten ist die Vorhersage der Simulation dargestellt. Diese ist getrennt für Zerfälle in c - und b -Ereignissen sowie dem kombinatorischen Untergrund aus allen Ereignissen angegeben.

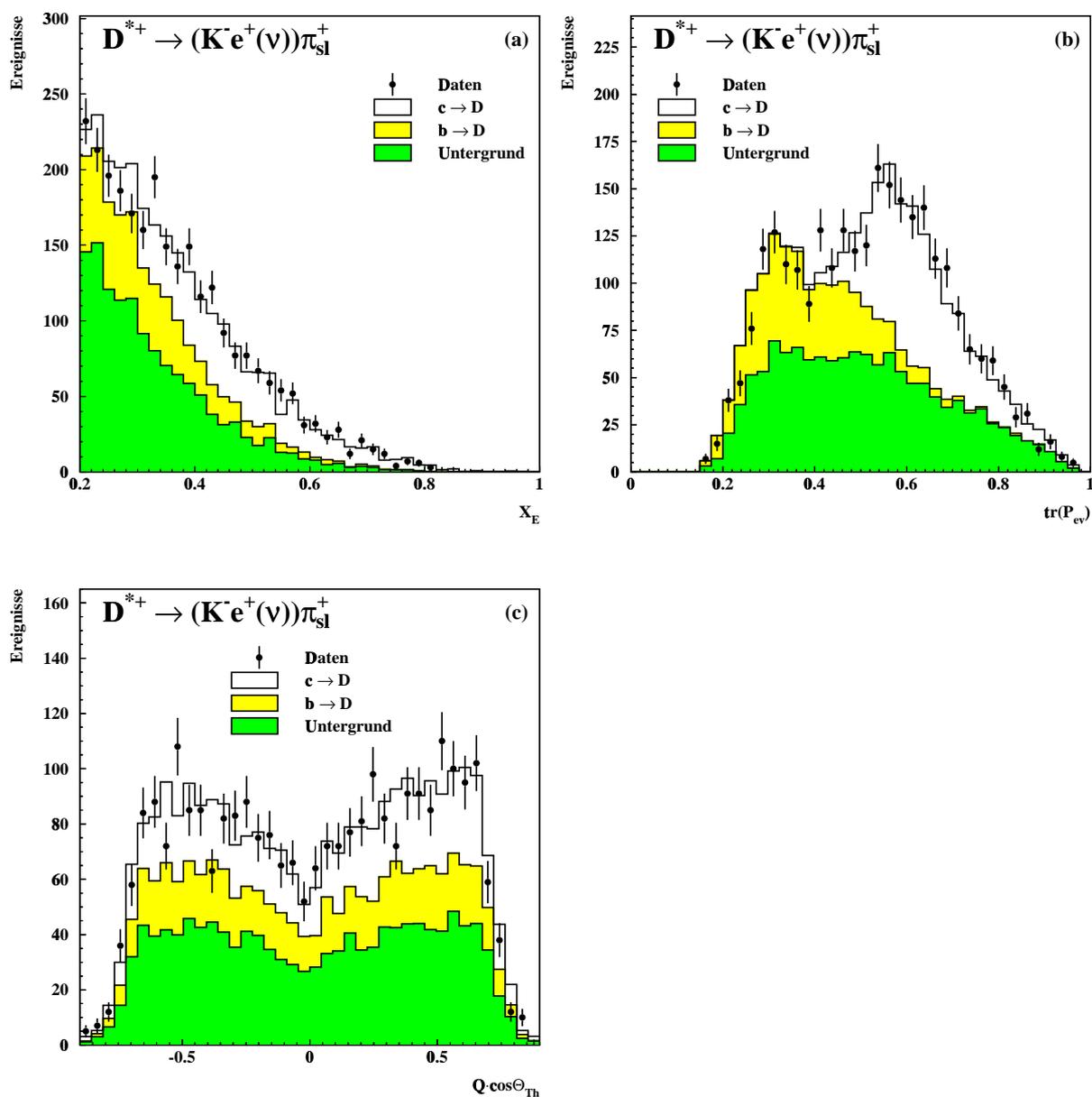


Abbildung 8.6: Die Verteilungen der skalierten Energie X_E , der transformierten Ereignisvariablen $tr(\mathcal{P}_{e\nu})$ und $Q \cdot \cos \theta_{Th}$ zur Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^- e^+ (\nu)) \pi_{sl}^+$. Neben den Verteilungen der Daten ist die Vorhersage der Simulation dargestellt. Diese ist getrennt für Zerfälle in c - und b -Ereignissen sowie dem kombinatorischen Untergrund aus allen Ereignissen angegeben.

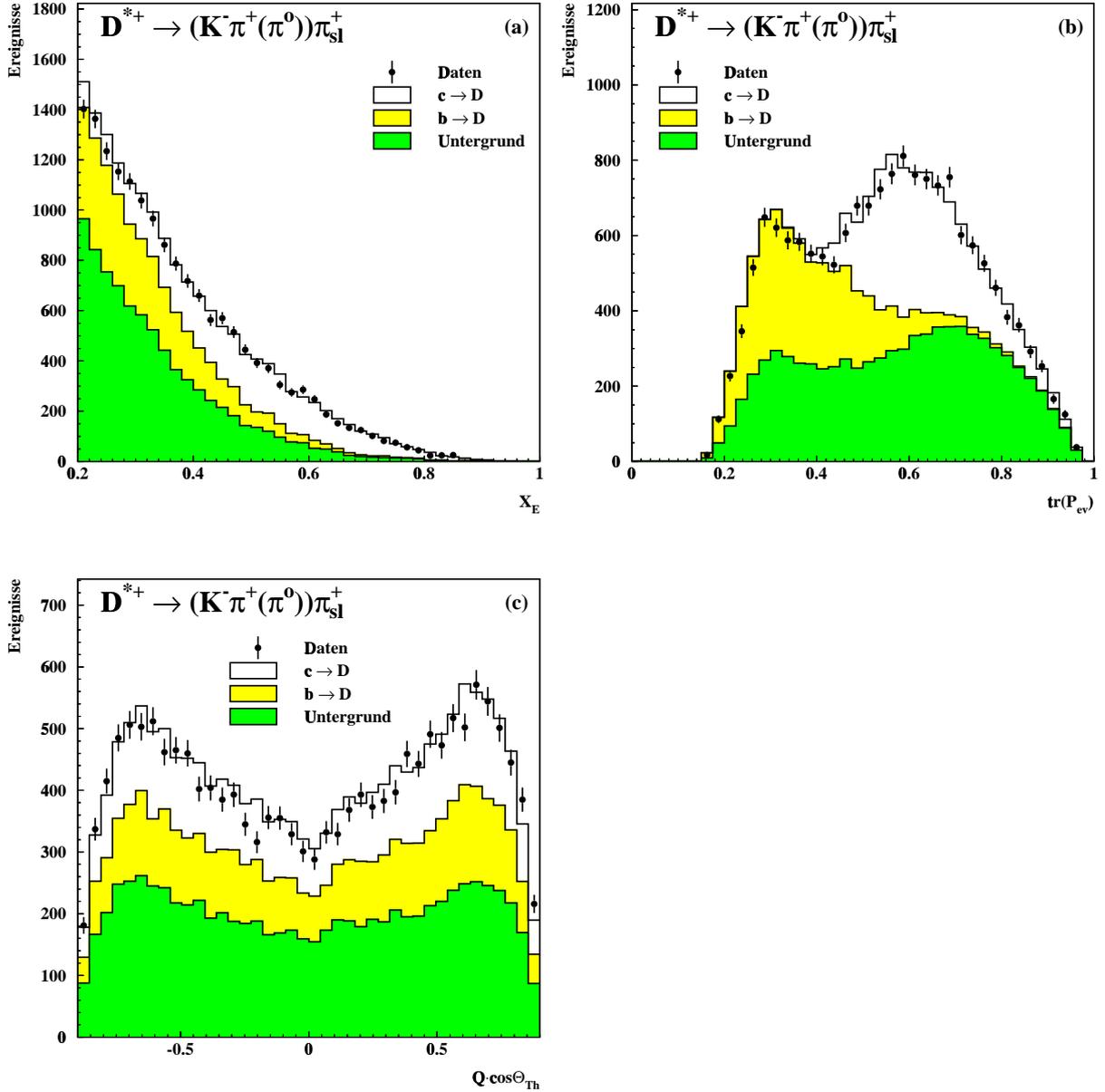


Abbildung 8.7: Die Verteilungen der skalierten Energie X_E , der transformierten Ereignisvariablen $tr(\mathcal{P}_{ev})$ und $Q \cdot \cos \theta_{Th}$ zur Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ (\pi^0)) \pi_{sl}^+$. Neben den Verteilungen der Daten ist die Vorhersage der Simulation dargestellt. Diese ist getrennt für Zerfälle in c - und b -Ereignissen sowie dem kombinatorischen Untergrund aus allen Ereignissen angegeben.

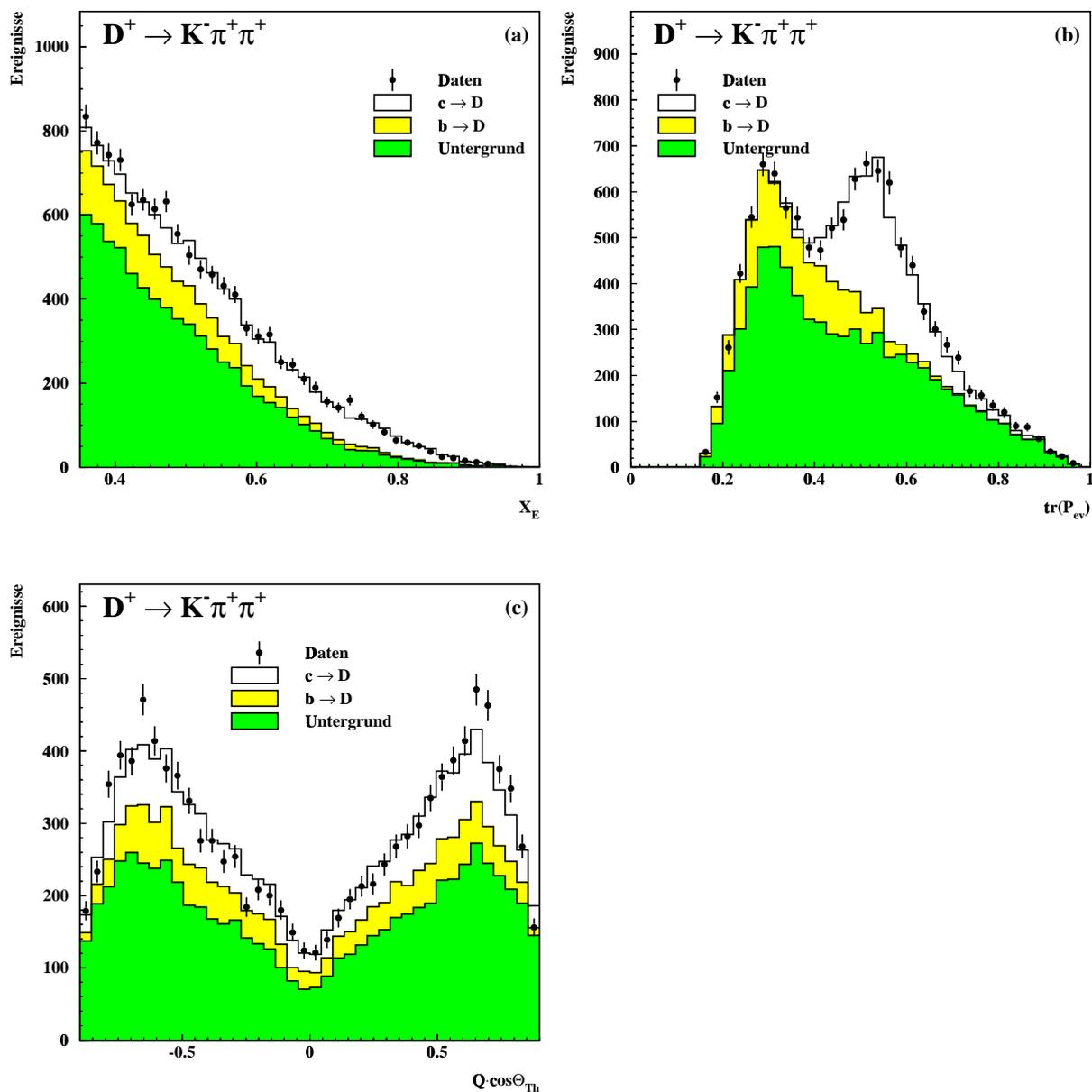


Abbildung 8.8: Die Verteilungen der skalierten Energie X_E , der transformierten Ereignisvariablen $tr(\mathcal{P}_{ev})$ und $Q \cdot \cos\theta_{Th}$ zur Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie für den Zerfall $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$. Neben den Verteilungen der Daten ist die Vorhersage der Simulation dargestellt. Diese ist getrennt für Zerfälle in c - und b -Ereignissen sowie dem kombinatorischen Untergrund aus allen Ereignissen angegeben.

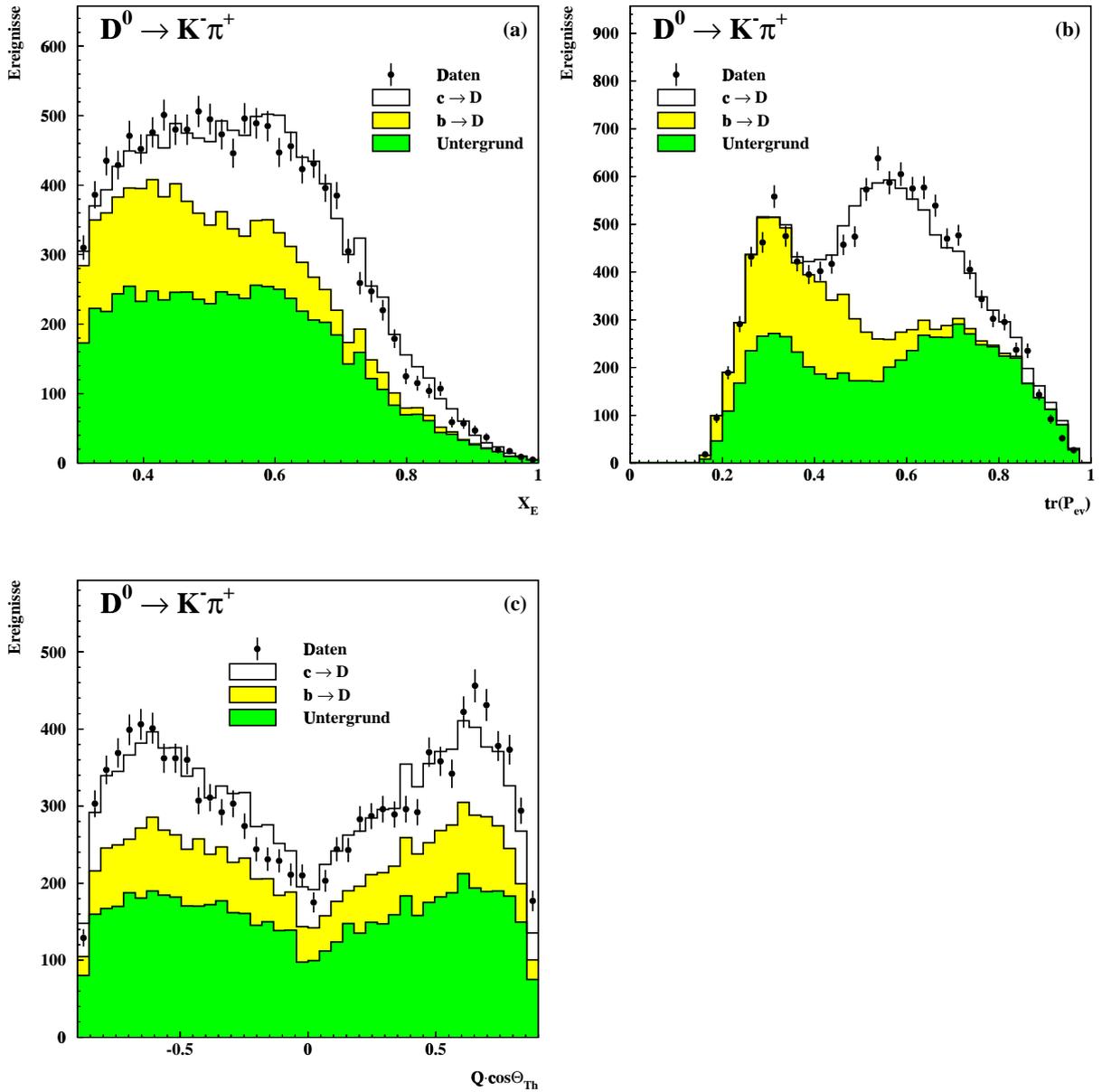


Abbildung 8.9: Die Verteilungen der skalierten Energie X_E , der transformierten Ereignisvariablen $tr(\mathcal{P}_{ev})$ und $Q \cdot \cos \theta_{Th}$ zur Bestimmung der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie für den Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Neben den Verteilungen der Daten ist die Vorhersage der Simulation dargestellt. Diese ist getrennt für Zerfälle in c - und b -Ereignissen sowie dem kombinatorischen Untergrund aus allen Ereignissen angegeben.

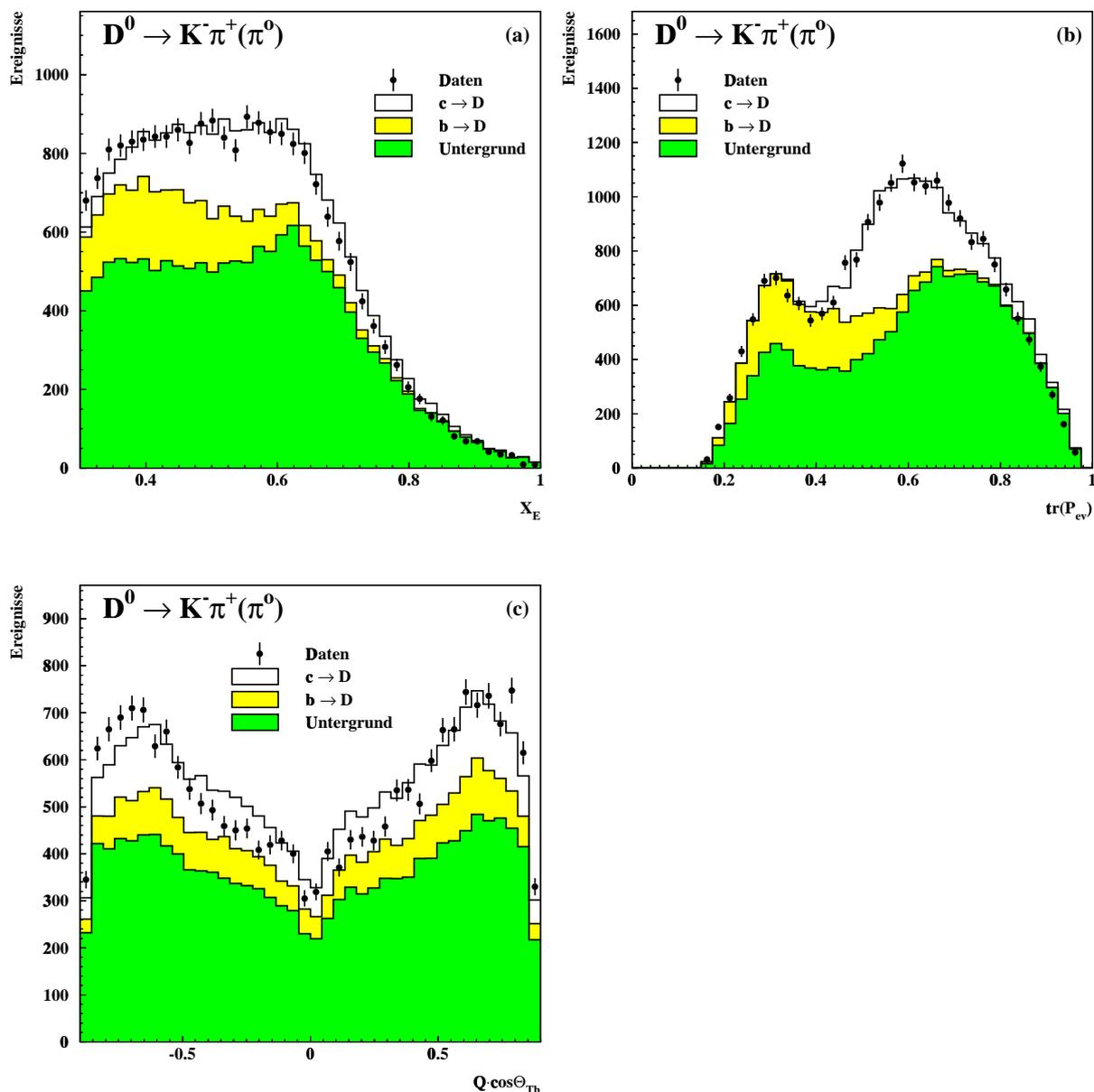


Abbildung 8.10: Die Verteilungen der skalierten Energie X_E , der transformierten Ereignisvariablen $tr(\mathcal{P}_{ev})$ und $Q \cdot \cos \theta_{Th}$ zur Bestimmung der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie für den Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$. Neben den Verteilungen der Daten ist die Vorhersage der Simulation dargestellt. Diese ist getrennt für Zerfälle in c - und b -Ereignissen sowie dem kombinatorischen Untergrund aus allen Ereignissen angegeben.

8.1.2 Methode zur Messung von A_{FB} an den Flanken der Z -Resonanz

Für die Bestimmung der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie für c - und b -Quarks ober- und unterhalb des Pols der Z -Resonanz aus den Daten der Jahre 1993 und 1995 steht ein Datensatz von 182386 ($\sqrt{s} = 89.434$ GeV) bzw. 265877 ($\sqrt{s} = 92.990$ GeV) Ereignissen zur Verfügung. Das Anpassungsverfahren muß den geringen Anzahlen an Ereignissen im Vergleich zur Bestimmung der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie auf dem Pol der Z -Resonanz gerecht werden.

In den Tabellen 8.4 und 8.5 sind die Einteilungen in den drei Dimensionen für die beiden Energien angegeben. Die Einteilung ist wieder so gewählt, daß für beide Schwerpunktsenergien eine ausreichende Möglichkeit zur Separation und Bestimmung der Asymmetrien besteht und gleichzeitig für jeden Zerfallskanal eine vergleichbare mittlere Anzahl von Ereignissen pro Zelle zur Verfügung steht. Die entsprechenden Zahlen für die Simulation sind ebenfalls angegeben, wobei für beide Energien die Vorhersage der Simulation auf dem Pol der Z -Resonanz der Jahre 1993 und 1995 verwendet wird.

Zerfallskanal	Anzahl der Intervalle			Daten		Simulation			
	X_E	$tr(\mathcal{P}_{ev})$	$ Q \cdot \cos \theta_{Th} $	Gesamt	Mittelwert	Gesamt	davon [%]		
							Signal	$\pi_{sl}^+ + X$ fa. Vorz.	Untergrund
$\sqrt{s} = 89.434$ GeV									
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	3	3	4	378	10.5	6378	79.8	3.2	17.0
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	4	4	3	539	11.2	8705	44.3	21.6	34.1
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \gamma \gamma) \pi_{sl}^+$	3	3	4	356	9.9	5695	44.0	17.4	38.6
$D^{*+} \rightarrow (K^- \mu^+ (\nu_\mu)) \pi_{sl}^+$	3	3	4	260	7.2	4576	42.5	7.9	49.6
$D^{*+} \rightarrow (K^- e^+ (\nu_e)) \pi_{sl}^+$	3	3	2	188	10.4	3684	45.5	6.3	48.2
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ (\pi^0)) \pi_{sl}^+$	5	5	4	1096	11.0	15135	41.7	8.9	49.4
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	4	4	4	814	12.7	12086	33.8	0.9	65.3
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	4	5	3	721	12.0	12811	44.2	4.7	51.1
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$	4	5	5	1287	12.9	21407	29.3	5.0	65.7

Tabelle 8.4: Die Intervalleinteilungen in den Variablen der skalierten Energie X_E , der transformierten Ereignisvariablen $tr(\mathcal{P}_{ev})$ sowie des Polarwinkels $Q \cdot \cos \theta_{Th}$ für die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 89.434$ GeV. Zusätzlich sind für die Daten und die Simulation die Anzahl der Ereignisse im Signalbereich angegeben, welche für die Simulation in die verschiedenen Klassen unterteilt sind.

Aufgrund der geringen mittleren Anzahlen pro Zelle von etwa 11.5 wird eine Anpassung in Teilintervallen nach der Maximum–Likelihood–Methode durchgeführt. Die zu maximierende Likelihood–Funktion über alle Zellen N_Z ausgehend von einer Poisson–Verteilung ist gegeben als:

$$\ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^{N_Z} \left\{ \ln \frac{\lambda_i^{+N_i^+}}{e^{\lambda_i^+} \cdot N_i^+!} + \ln \frac{\lambda_i^{-N_i^-}}{e^{\lambda_i^-} \cdot N_i^-!} \right\}, \quad (8.5)$$

wobei die Anzahlen N_i^+ ($Q \cdot \cos \theta_{Th} > 0$) und N_i^- ($Q \cdot \cos \theta_{Th} < 0$) den Daten entnommen werden. Die Erwartungen λ_i^\pm ergeben sich aus den Vorhersagen der Simulation:

$$\lambda_i^\pm = \frac{N_i^{tot}}{2} \sum_j^{c,b,uds} f_{ji} C_{ji} (1 \pm A_{FB}^j(\cos \theta_i)). \quad (8.6)$$

Dies entspricht einer erweiterten Maximum–Likelihood–Methode [60], bei der die totale Normierung N_i^{tot} der Anpassung als externer Parameter vorgegeben wird. Die Summe

Zerfallskanal	Anzahl der Intervalle			Daten		Simulation			
	X_E	$tr(\mathcal{P}_{ev})$	$ Q \cdot \cos \theta_{Th} $	Gesamt	Mittelwert	Gesamt	davon [%]		
							Signal	π_{sl}^+ + X fa. Vorz.	Untergrund
$\sqrt{s} = 92.990 \text{ GeV}$									
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	3	4	4	576	12.0	6378	79.8	3.2	17.0
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	4	4	4	734	11.5	8705	44.3	21.6	34.1
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \gamma \gamma) \pi_{sl}^+$	3	4	3	473	13.1	5695	44.0	17.4	38.6
$D^{*+} \rightarrow (K^- \mu^+ (\nu_\mu)) \pi_{sl}^+$	3	3	4	412	11.4	4576	42.5	7.9	49.6
$D^{*+} \rightarrow (K^- e^+ (\nu_e)) \pi_{sl}^+$	3	3	3	276	10.2	3684	45.5	6.3	48.2
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ (\pi^0)) \pi_{sl}^+$	5	5	5	1475	11.8	15135	41.7	8.9	49.4
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	5	4	4	1058	13.2	12086	33.8	0.9	65.3
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	4	5	4	1076	13.5	12811	44.2	4.7	51.1
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$	4	5	6	1947	13.0	21407	29.3	5.0	65.7

Tabelle 8.5: Die Intervalleinteilungen in den Variablen der skalierten Energie X_E , der transformierten Ereignisvariablen $tr(\mathcal{P}_{ev})$ sowie des Polarwinkels $Q \cdot \cos \theta_{Th}$ für die Schwerpunktenenergie $\sqrt{s} = 92.990 \text{ GeV}$. Zusätzlich sind für die Daten und die Simulation die Anzahl der Ereignisse im Signalbereich angegeben, welche für die Simulation in die verschiedenen Klassen unterteilt sind.

$\lambda_i^+ + \lambda_i^-$ entspricht der beobachteten Rate N_i^{tot} in jeder Zelle. Diese wird als Gesamtanzahl pro Zelle $N_i^{tot} = N_i^+ + N_i^-$ den Daten entnommen, was impliziert, daß die Effizienzen direkt aus den Daten bestimmt werden. Die Faktoren für die Entwicklung der Raten f_{ji} und der Ladungskorrelation C_{ji} sind äquivalent zu der χ^2 -Anpassung aus Gleichung 8.3 definiert. Für die individuellen Asymmetrien $A_{FB}^j(\cos\theta_i)$ gilt ebenfalls die Winkelbeziehung aus Gleichung 8.4.

8.2 QCD–Korrekturen

Die gemessenen Asymmetrien müssen auf QCD–Effekte (Gluonabstrahlung) korrigiert werden. Die Größe dieser Korrekturen in der Entwicklung des partonischen Endzustands hängt stark von der Technik der Analyse sowie den Kriterien zur Rekonstruktion der D –Meson–Kandidaten ab. Wird im Partonschauer ein hartes Gluon abgestrahlt, reduziert sich z.B. die Energie des restlichen $q\bar{q}$ –Systems und damit die Energie der entstehenden D –Mesonen. So wird ein Großteil der QCD–radiativen Ereignisse durch die Forderung nach der Mindestenergie der D –Kandidaten $X_E > 0.5$ verworfen und der Einfluß der QCD–Effekte fast vollständig unterdrückt [57].

Zur Bestimmung der Sensitivitäten s_q aus Kapitel 1.4.3 werden in der Simulation, welche ebenfalls zur Bestimmung der Asymmetrien verwendet wird, die generierten Vorwärts–Rückwärts Asymmetrien für c – und b –Quarks in einem statistischen Verfahren auf den größtmöglichen Wert von 75 % gesetzt. Dadurch werden Einflüsse durch statistische Fluktuationen unterdrückt, und der Effekt der QCD–Korrekturen wird besser sichtbar. Danach werden analog zu der in Kapitel 8.1.1 beschriebenen Methode in einer χ^2 –Anpassung an diesen „künstlichen“ Datensatz die Asymmetrien für die c – und b –Anteile für jeden Zerfallskanal bestimmt. Um statistische Fluktuationen auszuschließen, wird dieses Verfahren 2000 mal wiederholt.

Die Mittelwerte für A_{FB}^c und A_{FB}^b aus den Asymmetrien der individuellen Zerfallskanäle sind in Abbildung 8.11 dargestellt. Es zeigt sich, daß beide Asymmetrien zu größeren Werten verschoben sind. Dies läßt sich dadurch erklären, daß durch harte Gluonabstrahlung Ereignisse aus dem extremen Vorwärtsbereich (aus Bereichen mit großer Sensitivität auf die Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie) in den Akzeptanzbereich dieser Analyse verschoben werden.

Die relativen Abweichungen C_{QCD}^q aus Gleichung 1.32 ergeben sich zu:

$$C_{QCD}^b = (-2.22 \pm 0.02) \% \quad (8.7)$$

$$C_{QCD}^c = (-1.66 \pm 0.02) \% \quad (8.8)$$

und korrespondieren mit einer Sensitivität von etwa -46% in c – und -75% in b –Ereignissen. Mit den Werten der C_{QCD}^q werden die gemessenen Asymmetrien aus der Anpassung in Kapitel 8.1.1 und 8.1.2 korrigiert. Die systematischen Unsicherheiten werden in Kapitel 8.3 diskutiert.

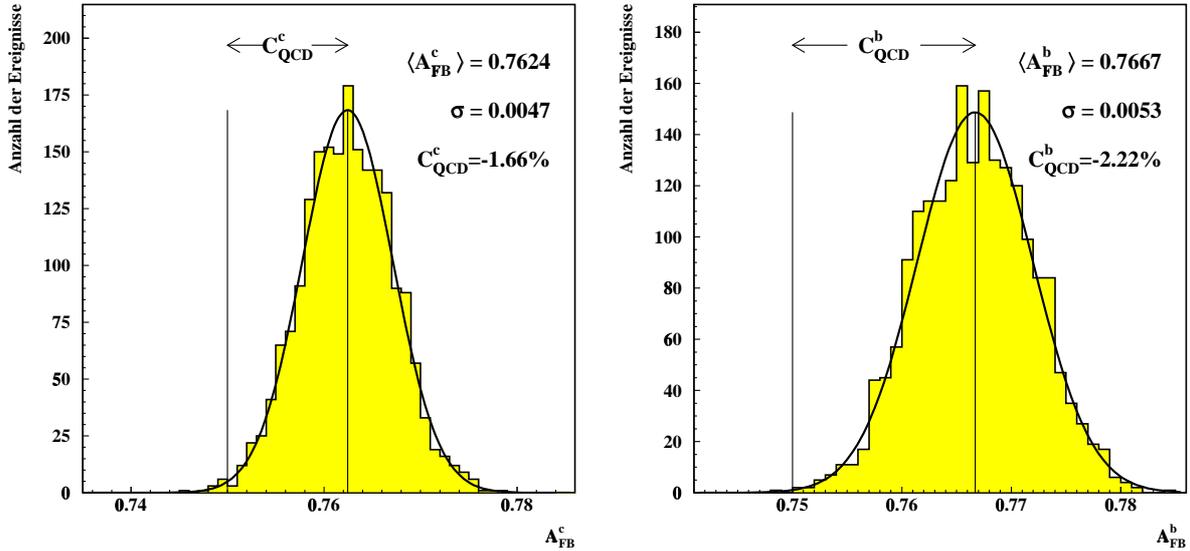


Abbildung 8.11: Die gewichteten Mittelwerte für A_{FB}^c (links) und A_{FB}^b (rechts) aus der Anpassung an einen „künstlichen“ Datensatz mit einer Asymmetrie von 75% für c - und b -Quarks.

Verwendet man als alternative Methode in den Anpassungen zur Bestimmung der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrien in Gleichung 8.4 die Polarwinkelverteilung der primären Fermionen nach Photonabstrahlung aus der Simulation, so reduzieren sich erwartungsgemäß die Einflüsse der QCD–Effekte, da sie bereits in der Anpassung berücksichtigt werden. Es ergeben sich für die Sensitivitäten $s_c = -20\%$ und $s_b = -64\%$. Beide Methoden liefern identische Ergebnisse für die korrigierten Asymmetrien A_{FB}^c und A_{FB}^b . Rechnungen einer weiteren Arbeitsgruppe zur Bestimmung der QCD–Korrekturen [56] zeigen, daß der Einfluß der höheren Ordnungen bisher als zu klein bestimmt wurde. Aus diesem Grund, und um die Korrekturen kompatibel zu den Messungen anderer LEP–Experimente durchzuführen, wird in dieser Analyse die Thrustachse des hadronischen Endzustands verwendet.

8.3 Systematische Unsicherheiten

Neben den Beiträgen zu den systematischen Unsicherheiten der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrien A_{FB}^c und A_{FB}^b bei den verschiedenen Energien werden in diesem Kapitel weitere Korrekturen an die Vorhersage der Simulation beschrieben. Diese Korrekturen sind notwendig, um eine adäquate Beschreibung der Produktion schwerer Quarks in der Simulation zu gewährleisten und um so die Anpassungsverfahren aus Kapitel 8.1 anwen-

den zu können. Die Korrekturen werden durchgeführt, indem die Faktoren f_{ji} aus den Gleichungen 8.3 und 8.6 modifiziert werden, um die Gewichte der einzelnen Beiträge zu korrigieren.

Für jeden Zerfallskanal werden die Korrekturen einzeln durchgeführt. Die Resultate sind in Tabelle 8.6 für die gemittelten Asymmetrien A_{FB}^c und A_{FB}^b aus den Messungen der einzelnen Zerfallskanäle unter Berücksichtigung der Korrelationen zwischen den c - und b -Anteilen für die verschiedenen Energien angegeben. Die Vorzeichen der systematischen Unsicherheiten ergeben sich aus den Veränderungen der Mittelwerte, bezogen auf die Vorzeichen der Variationen.

Im folgenden werden die Einflüsse durch die physikalischen Eingabeparameter diskutiert. Diese Parameter unterscheiden sich nicht für die verschiedenen bei LEP durchgeführten Analysen zur Bestimmung der Asymmetrien von c - und b -Quarks, so daß die systematischen Unsicherheiten bei der Kombination der Resultate [59] nicht gemittelt werden dürfen.

- **Die skalierte Energie X_E**

Als eine Separationsvariable in der Anpassung dient die skalierte Energie X_E der rekonstruierten D -Mesonen. Die Werte der mittleren Energien $\langle X_E \rangle$ in der Simulation sind in guter Übereinstimmung mit den aktuellen Messungen $\langle X_E \rangle_{D^{*+}}^c = 0.510 \pm 0.005 \pm 0.008$ und $\langle X_E \rangle_{D^0, D^+}^c = 0.484 \pm 0.008$ [58] für D^{*+} , D^0 - und D^+ -Mesonen in c -Ereignissen sowie $\langle X_E \rangle_B = 0.702 \pm 0.008$ [58] für b -Hadronen in b -Ereignissen. Zur Bestimmung der Unsicherheiten aufgrund der angegebenen Fehler der mittleren Energien werden die Parameter ε_b und ε_c der Peterson-Funktion des JETSET-Generators [30] entsprechend angepaßt und aus den Verhältnissen der X_E -Verteilungen der JETSET-Vorhersage zu denen der DELPHI-Simulation (Niveau vor Detektorakzeptanz) Korrekturfunktionen für die Grundzustände der c -Hadronen bestimmt. Das Energiespektrum der D -Mesonen im Ruhesystem der b -Hadronen kann ebenfalls durch eine Peterson-Funktion mit $\varepsilon_{b \rightarrow c} = 0.42 \pm 0.07$ [58] beschrieben werden. Diese Korrekturfunktion wird entsprechend der Methode für die Mittelwerte für $\langle X_E \rangle_{D^{*+}}^c$ und $\langle X_E \rangle_B$ ermittelt. Mit Hilfe der Korrekturfunktionen werden die Energiespektren der einzelnen c -Grundzustände getrennt für c - und b -Ereignisse variiert. Die systematischen Unsicherheiten in Tabelle 8.6 sind getrennt für Beiträge aus der Variation $\langle X_E \rangle_{D^{*+}}^c$, $\langle X_E \rangle_B$ und $\varepsilon_{b \rightarrow c}$ angegeben.

Eine Variation der Energiespektren unter Verwendung verschiedener Fragmentierungsfunktionen wird nicht durchgeführt, da in den Fehlern der verwendeten Messungen dieser Effekt berücksichtigt ist.

- **Die Lebensdauern der c - und b -Hadronen**

Die in dieser Analyse verwendete Variable $tr(\mathcal{P}_{ev})$ des BTAG-Programms zur Separation zwischen den c - und b -Anteilen beinhaltet u.a. die Lebensdauerinformationen der Teilchen im hadronischen Endzustand (Kapitel 6). Es ist deshalb notwendig, die Lebensdauern in der Simulation den aktuellen Messungen (Tabelle 2.1) anzupassen.

Die DELPHI–Simulationen sind mit den folgenden Lebensdauern erzeugt worden:

Hadron	Lebensdauer [ps]		Hadron	Lebensdauer [ps]	
	1992/1993	1994/1995		1992/1993	1994/1995
B^+	1.58	1.60	D^+	1.052	1.065
B^0	1.59	1.60	D^0	0.421	0.422
B_s^0	1.60	1.63	D_s^+	0.444	0.441
Λ_b	1.57	1.57	Λ_c^+	0.189	0.189

Entsprechend der Methode zur Korrektur der Energiespektren werden die Lebensdauerverteilungen mit dem JETSET–Generator separat für die b –Hadronen ($B^+, B^0, B_s^0, \Lambda_b$) und die c –Hadronen ($D^+, D^0, D_s^+, \Lambda_c^+$) erzeugt und die Korrekturfunktionen aus den Verhältnissen der JETSET– und DELPHI–Simulation–Verteilungen bestimmt. Die Lebensdauern der genannten Hadronen werden dann einzeln in b – und c –Ereignissen korrigiert. Die Effekte der Variationen der Lebensdauern in den angegebenen Fehlern sind in Tabelle 8.6 einzeln für die verschiedenen Hadronen aufgelistet.

- **Die Produktionsraten f der c –Hadronen**

Die Separation zwischen den Beiträgen aus b – und c –Ereignissen aus den Informationen des BTAG–Programms hängt von den Produktionsraten der c –Hadronen in c –Ereignissen ab, da sie u.a. die Lebensdauerinformation in diesen Ereignissen ergeben. Die Produktionsraten der Simulation werden getrennt für D^0, D^+ – und D_s^+ –Mesonen sowie für die c –Baryonen auf die Werte [59] $f(D^+) = 0.221 \pm 0.020$, $f(D_s^+) = 0.112 \pm 0.027$ und $f(c_{\text{Baryon}}) = 0.084 \pm 0.022$ korrigiert. Die D^0 –Rate wird dabei über die Beziehung

$$f(D^0) = 1 - f(D^+) - f(D_s^+) - f(c_{\text{Baryon}}) \quad (8.9)$$

bestimmt, um die Summe der Produktionsraten konstant zu halten. Zur Bestimmung der systematischen Unsicherheiten werden die Raten der D^+ – und D_s^+ –Mesonen sowie der c –Baryonen einzeln innerhalb ihrer Fehler variiert.

- **Gluonaufspaltung $n_{g \rightarrow c\bar{c}}$**

Der Anteil von D –Mesonen aus der Aufspaltung von Gluonen in $c\bar{c}$ –Paare wird innerhalb des angegebenen Fehlers variiert. Die Informationen über die Gluonaufspaltung sind in der Simulation der Jahre 1992 und 1993 nicht vorhanden, weswegen der Effekt mit den Daten und der Simulation der Jahre 1994 und 1995 auf dem Pol der Z –Resonanz bestimmt und für die Messungen ober– und unterhalb des Pols übernommen wird.

- **D –Meson–Raten**

Das Verhältnis $r_D = \frac{(R_b \cdot P_{b \rightarrow D})}{(R_c \cdot P_{c \rightarrow D})}$ der D –Meson–Raten in b – und c –Ereignissen ist kein freier Parameter in der Anpassung zur Bestimmung der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrien und wird der Simulation entnommen. Die Raten der D^0, D^+ –

und D^{*+} -Mesonen wurden in [38] ermittelt. Aus ihnen können die Verhältnisse $r_{D^0} = 1.398 \pm 0.061$, $r_{D^+} = 1.295 \pm 0.066$ und $r_{D^{*+}} = 1.215 \pm 0.054$ bestimmt werden. Die Verhältnisse in der Simulation wurden auf diese Werte korrigiert, wobei die systematischen Fehler in Tabelle 8.6 eine 5%ige Variation der Verhältnisse beinhalten.

- **Effektive $B^0 - \bar{B}^0$ -Mischung**

Die Bestimmung der effektiven Mischung für D^{*+-} , D^{+-} und D^0 - in b -Ereignissen, die sich aus den Beiträgen der Mischung im $B^0 - \bar{B}^0$ -System sowie der D -Meson-Produktion über den W -Vertex zusammensetzt, ist in Kapitel 2.4 beschrieben. Die Ladungskorrelationen C_{ji} aus den Gleichungen 8.3 und 8.6 aus der Vorhersage der Simulation werden getrennt für die drei D -Mesonen korrigiert. Zur Bestimmung der systematischen Unsicherheiten werden die Parameter der Anpassung innerhalb ihrer bestimmten Fehler einzeln variiert und jeweils die komplette Anpassung zur Bestimmung der mittleren Asymmetrien durchgeführt, um die Variationen der A_{FB}^c und A_{FB}^b für jeden Parameter zu erhalten. Unter Verwendung der Korrelationen der einzelnen Parameter werden die Variationen der Asymmetrien zu den in Tabelle 8.3 angegebenen Fehlern kombiniert.

- **QCD-Effekte**

Die Größen und die Unsicherheiten der totalen QCD-Korrekturen $C_{\text{QCD}}^{hT,q}$ für c - und b -Ereignisse sind in Kapitel 1.4.3 angegeben. Aus den Unsicherheiten der totalen Korrekturen und den Sensitivitäten s_q aus Kapitel 8.2 werden über Gleichung 1.32 die systematischen Fehler der QCD-Korrekturen abgeschätzt.

Systematische Fehlerquelle	Variation	91.235 GeV		89.434 GeV		92.990 GeV	
		δA_{FB}^c $\times 10^3$	δA_{FB}^b $\times 10^3$	δA_{FB}^c $\times 10^3$	δA_{FB}^b $\times 10^3$	δA_{FB}^c $\times 10^3$	δA_{FB}^b $\times 10^3$
$\langle X_E \rangle_{D^*}$	0.510 ± 0.009	± 0.16	∓ 0.40	∓ 0.11	∓ 0.36	± 0.59	∓ 0.60
$\langle X_E \rangle_B$	0.702 ± 0.008	∓ 0.20	± 0.25	± 0.69	∓ 0.51	∓ 0.25	∓ 0.43
$\epsilon_{B \rightarrow D}$	0.42 ± 0.07	± 0.26	∓ 0.40	∓ 0.78	∓ 0.18	± 0.42	± 0.98
$\tau(B^+)$	1.65 ± 0.04	∓ 0.06	± 0.18	∓ 0.02	± 0.31	∓ 0.10	± 0.49
$\tau(B^0)$	1.56 ± 0.04	∓ 0.01	∓ 0.69	± 0.09	∓ 0.20	∓ 0.11	∓ 0.28
$\tau(B_s^0)$	1.54 ± 0.07	∓ 0.01	∓ 0.03	± 0.02	± 0.04	∓ 0.04	± 0.08
$\tau(\Lambda_b)$	1.22 ± 0.05	∓ 0.03	± 0.11	± 0.08	∓ 0.02	∓ 0.08	± 0.11
$\tau(D^+)$	1.057 ± 0.015	± 0.02	∓ 0.03	± 0.01	∓ 0.09	± 0.02	∓ 0.03
$\tau(D^0)$	0.415 ± 0.004	± 0.04	± 0.02	∓ 0.25	± 0.10	± 0.03	± 0.13
$\tau(D_s^+)$	0.467 ± 0.017	∓ 0.02	± 0.04	∓ 0.10	± 0.11	∓ 0.08	± 0.11
$\tau(\Lambda_c)$	0.206 ± 0.012	± 0.03	∓ 0.04	∓ 0.03	± 0.04	∓ 0.03	± 0.04
$f(D^+)$	0.221 ± 0.020	∓ 0.02	± 0.04	∓ 0.35	± 0.46	∓ 0.27	± 0.36
$f(D_s^+)$	0.112 ± 0.027	± 0.19	∓ 0.19	∓ 0.42	± 0.42	± 0.13	∓ 0.19
$f(c_{\text{Baryon}})$	0.084 ± 0.022	± 0.03	∓ 0.03	∓ 0.23	∓ 0.05	± 0.20	± 0.15
$n_{g \rightarrow c\bar{c}}$	$2.38 \pm 0.48 \%$	± 0.05	± 0.19	∓ 0.05	± 0.19	± 0.05	± 0.19
$\frac{(R_b \cdot P_{b \rightarrow D})}{(R_c \cdot P_{c \rightarrow D})}$	siehe Text	± 0.38	∓ 0.40	∓ 1.15	± 0.07	± 0.70	± 0.22
Eff. Mischung	siehe Text	∓ 0.05	± 5.78	∓ 0.26	± 2.82	∓ 0.18	± 5.71
QCD Effekte	siehe Text	∓ 0.24	∓ 0.23	∓ 0.17	∓ 0.18	∓ 0.41	∓ 0.27
Methode	siehe Text	± 1.73	∓ 2.81	± 1.73	∓ 2.81	± 1.73	∓ 2.81
BTAG	siehe Text	± 0.74	± 1.54	± 0.74	± 1.54	± 0.74	± 1.54
$R_{S/B}$	$\pm 5/10\%$	∓ 0.63	∓ 1.05	± 1.81	∓ 1.28	∓ 2.51	∓ 2.54
π_{sl}^+ , fa. Vorz.	$\pm 15\%$	± 0.21	± 0.43	∓ 1.07	± 0.97	± 0.48	± 0.85
$A_{FB}^{b,c}$ (Untergr.)	$\pm 30\%$	∓ 1.26	∓ 3.62	± 2.04	∓ 7.86	∓ 3.93	∓ 6.59
A_{FB}^{uds} (Untergr.)	$\pm 30\%$	∓ 0.55	± 0.02	∓ 1.46	∓ 0.50	∓ 0.69	∓ 0.54
MC Statistik	siehe Text	± 2.47	∓ 3.54	± 3.31	∓ 7.20	± 3.31	∓ 7.20
Systematik	—	± 3.51	∓ 8.47	± 5.28	∓ 11.67	± 6.16	∓ 12.20
Statistisch	Kapitel 9	± 9.4	∓ 19.4	± 36.8	∓ 75.6	± 31.8	∓ 63.3
Total	—	± 10.0	∓ 21.2	± 37.2	∓ 76.5	± 32.4	∓ 64.5

Tabelle 8.6: Die Beiträge zu den systematischen Unsicherheiten für die Mittelwerte aus den Ergebnissen der einzelnen Zerfallskanäle. Diese sind getrennt für die Vorwärts–Rückwärts Asymmetrien für c - und b -Quarks bei den verschiedenen Energien angegeben. Die statistischen Unsicherheiten aus den Daten aus Kapitel 9 sind ebenfalls angegeben.

Nachfolgend sind die Beiträge zum systematischen Fehler angegeben, die von den speziellen Anpassungsmethoden dieser Analyse abhängen.

- **Methode**

Die vorgestellten Methoden zur Bestimmung der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrien von c - und b -Quarks verwenden die Vorhersagen der Simulation und hängen somit von den Übereinstimmungen zwischen den Daten und der Simulation sowie von der modellabhängigen Beschreibung durch die Simulation ab. Die korrekten Einstellungen der physikalischen und modellabhängigen Parameter in der Simulation wurden in einer Anpassung der Simulation an die Daten durchgeführt [24] und für zusätzlich auftretende Diskrepanzen mit den beschriebenen Methoden in dieser Analyse weiter optimiert. Der Beitrag zum systematischen Fehler wird durch den Unterschied zwischen den Ergebnissen der χ^2 - und der Maximum-Likelihood-Anpassungen auf dem Pol der Z -Resonanz abgeschätzt. Dazu werden in der χ^2 -Funktion die statistischen Fehler der Simulation ausnahmsweise nicht berücksichtigt. Für die Fehler der Asymmetrien an den Flanken des Pols der Z -Resonanz werden diese Werte übernommen.

- **BTAG**

Die in Kapitel 6.2 beschriebene Diskrepanz in der Effizienz der b -Selektion von etwa 3 % zwischen den Daten und der Simulation [46] wird durch die Korrektur der physikalischen Parameter, insbesondere der Lebensdauern der b - und c -Hadronen beseitigt. Dieser mögliche Beitrag zum systematischen Fehler ist somit bereits in den Korrekturen berücksichtigt.

Die Auflösungen und die Übereinstimmung in der Beschreibung der Variablen zur Identifikation zwischen den Daten und der Simulation werden angepaßt [43]. Um zusätzlich den Einfluß der Auflösung der Identifikation des BTAG-Programms zu bestimmen, werden die Parameter dieser Anpassung zwischen den Daten und der Simulation ausgetauscht.

- **Normierung zwischen Signal und Untergrund $R_{S/B}$**

Der Normierungsfaktor $R_{S/B}$ zwischen den Anteilen aus dem D -Signal und dem Untergrund in der Simulation aus Kapitel 8.1 verändert die Verhältnisse zwischen den verschiedenen Klassen und somit die totale Asymmetrie in der Simulation. Die Variation der Normierung um $\pm 5\%$ auf dem Pol der Z -Resonanz bzw. $\pm 10\%$ für die Datensätze an den Flanken der Resonanz beinhaltet einerseits die Unsicherheiten der Bestimmung von $R_{S/B}$ in Tabelle 7.6 sowie Unsicherheiten in der Beschreibung der Massen- und Massendifferenzspektren.

- **Anteil der teilweise rekonstruierten D -Mesonen („ $\pi_{sl}^+ + X$ “) und Reflexionen mit falschem Vorzeichen in den D^0 -Zerfällen**

Beide Klassen liefern aufgrund ihrer Ladungskorrelation zum primären Quark einen Beitrag zur Asymmetrie und dürfen nicht zum kombinatorischen Untergrund gezählt werden. Der Beitrag dieser Klassen hängt von der Effizienz, diese Kombination zu

rekonstruieren, und den totalen Raten der D -Mesonen ab. Die Unterschiede in den Untergrundnormierungen zwischen den einzelnen Zerfallskanälen liegen bei etwa 10 %, was als Hinweis auf Effizienzunterschiede in der Rekonstruktion zwischen den Daten und der Simulation gewertet werden kann. Die Produktions- und Zerfallsraten der D -Mesonen sind mit mindestens 5 % Genauigkeit bekannt [39]. Insgesamt wird eine 15 %ige Variation der Vorhersage der Simulation als Abschätzung des Beitrages dieser Klasse zum systematischen Fehler angegeben.

- **Untergrund Asymmetrien in b - und c -Ereignissen $A_{FB}^{b,c}$**

In dem kombinatorischen Untergrund aus c - und b -Ereignissen verbleibt eine kleine Ladungskorrelation zum primären Quark. Diese beträgt im Mittel weniger als 30 % in c -Ereignissen und weniger als 10 % in b -Ereignissen. Die Ladungskorrelation wird in der Anpassung berücksichtigt und geht in die Bestimmung der Asymmetrien ein. Die Übereinstimmung des kombinatorischen Untergrunds auch aus uds -Ereignissen aus der Simulation mit den Daten wird in den Seitenbändern der Massen- und Massendifferenzspektren überprüft, wobei keine signifikanten Diskrepanzen auftreten. Der systematische Einfluß wird durch eine 30 %ige Variation der Vorhersage der Ladungskorrelation abgeschätzt.

- **Untergrund Asymmetrien in uds -Ereignissen A_{FB}^{uds}**

Für uds -Ereignisse verbleibt eine sehr kleine Ladungskorrelation im kombinatorischen Untergrund. In der Anpassung wird dieser Anteil vollständig der Simulation entnommen und nicht in der Bestimmung der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrien angepaßt. Zusammen mit dem Beitrag aus dem Untergrund aus c - und b -Ereignissen zeigt sich eine gute Beschreibung der Daten in den Seitenbändern. Der systematische Einfluß wird ebenfalls durch eine 30 %ige Variation der Vorhersage der Ladungskorrelation abgeschätzt.

- **MC Statistik**

In die Bestimmung der Asymmetrie auf dem Pol der Z -Resonanz gehen die statistischen Fehler der Daten sowie der Simulation in das χ^2 ein (Gleichung 8.3). Der Beitrag zum systematischen Fehler aufgrund der limitierten Ereignisanzahlen der Simulation wird aus den Fehlern der gemittelten Asymmetrien bestimmt, indem die statistischen Unsicherheiten der Simulation in der Anpassung berücksichtigt bzw. nicht berücksichtigt werden. Die Variationen der Asymmetrien sind dabei klein im Vergleich zu den statistischen Unsicherheiten der Anpassung.

In der Maximum–Likelihood–Anpassung für die Daten ober- und unterhalb des Pols der Z -Resonanz können keine statistischen Unsicherheiten berücksichtigt werden. Um die systematischen Unsicherheiten aufgrund der Anzahl der Ereignisse in der Simulation abzuschätzen, wurden die Raten f_{ji} in Gleichung 8.6 in einem statistischen Verfahren variiert. Unter Verwendung der Poisson–Verteilung wurden die Anzahlen pro Zelle und Klasse in der Simulation verändert und die Anpassung zur Bestimmung der Asymmetrien durchgeführt. Um statistische Fluktuationen auszuschließen, wird dieses Verfahren pro Zerfallskanal 2000 mal wiederholt. Die Breiten

der mittleren Vorwärts–Rückwärts Asymmetrien A_{FB}^c und A_{FB}^b ergeben den in Tabelle 8.6 angegebenen Fehler.

Die statistischen Unsicherheiten aus den Daten (Kapitel 9) sind ebenfalls in Tabelle 8.6 angegeben. Die statistischen Fehler aufgrund der limitierten Ereignisanzahlen in der Simulation, die einen wesentlichen Beitrag zum systematischen Fehler liefern, sind deutlich kleiner als die statistischen Fehler der Daten.

Resultate und Interpretation

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Anpassungen aus Abschnitt 8 für die Vorwärts–Rückwärts Asymmetrien von c - und b -Quarks diskutiert. Die Resultate sind für die drei verschiedenen mittleren Schwerpunktenenergien basierend auf den Daten der Jahre 1992–1995 angegeben. Neben einem Vergleich mit den Resultaten zur Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie von schweren Quarks unterschiedlicher Analysen aller LEP-Experimente sowie der SLD-Resultate werden die Ergebnisse im Rahmen der Vorhersagen des Standardmodells interpretiert. Aus den gemessenen, auf die Pol-Asymmetrien $A_{FB}^{c,0}$ und $A_{FB}^{b,0}$ korrigierten Resultaten wird der effektive elektroschwache Mischungswinkel $\sin^2\theta_{\text{lept}}^{\text{eff}}$ bestimmt.

Die in dieser Analyse erzielten Ergebnisse ersetzen die vorläufigen Resultate der DELPHI-Kollaboration [34, 61], die auf den Daten der Jahre 1991–1994 in der alten Datenprozessierung basieren. Die vorgestellten Ergebnisse werden als die endgültigen Resultate für die Vorwärts–Rückwärts Asymmetrien von c - und b -Quarks aus der D -Meson-Analyse der Daten der LEP I-Periode [62] in die Bestimmung der elektroschwachen Parameter durch die LEP-Arbeitsgruppe zur elektroschwachen Physik („LEP Electroweak Working Group“ [63]) eingehen.

9.1 Die Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie

Die Ergebnisse der Asymmetrien A_{FB}^c und A_{FB}^b für die drei Energien im Bereich der Z -Resonanz sind in den Tabellen 9.1 bis 9.3 zusammengefaßt und in den Abbildungen 9.1 bis 9.3 graphisch dargestellt. Die Werte für die individuellen Zerfallskanäle beinhalten die QCD-Korrekturen aus Kapitel 8.2. Die angegebenen statistischen Fehler beinhalten ausschließlich die statistischen Unsicherheiten aus den Daten. Die Fehlerbeiträge durch die limitierten Ereignisanzahlen der Simulation sind im systematischen Fehler enthalten. Zur Bestimmung der Mittelwerte aus den Einzelmessungen sind die statistischen Korrelationen zwischen den Beiträgen aus c - und b -Ereignissen berücksichtigt. Der systematische

Beitrag ergibt sich aus den systematischen Unsicherheiten aus Tabelle 8.6. Die angegebenen totalen Korrelationen zwischen den Mittelwerten bei den verschiedenen Energien berücksichtigt die statistische Korrelation aus der Anpassung sowie die Korrelation aus der Untersuchung der systematischen Unsicherheiten. Es ergeben sich für die Vorwärts–Rückwärts Asymmetrien A_{FB}^c und A_{FB}^b :

$$\begin{aligned} \sqrt{s} &= \mathbf{89.434} \text{ GeV} \\ A_{FB}^c &= -0.0496 \pm 0.0368 \text{ (stat)} \pm 0.0053 \text{ (syst)} & \text{Korr.} &= -28 \% \\ A_{FB}^b &= 0.0567 \pm 0.0756 \text{ (stat)} \pm 0.0117 \text{ (syst)} \\ \\ \sqrt{s} &= \mathbf{91.235} \text{ GeV} \\ A_{FB}^c &= 0.0659 \pm 0.0094 \text{ (stat)} \pm 0.0035 \text{ (syst)} & \text{Korr.} &= -22 \% \\ A_{FB}^b &= 0.0762 \pm 0.0194 \text{ (stat)} \pm 0.0085 \text{ (syst)} \\ \\ \sqrt{s} &= \mathbf{92.990} \text{ GeV} \\ A_{FB}^c &= 0.1180 \pm 0.0318 \text{ (stat)} \pm 0.0062 \text{ (syst)} & \text{Korr.} &= -24 \% \\ A_{FB}^b &= 0.0882 \pm 0.0633 \text{ (stat)} \pm 0.0122 \text{ (syst)} \end{aligned}$$

Die Genauigkeit der Ergebnisse dieser Analyse ist nur durch die statistischen Unsicherheiten der Daten beschränkt. Die erneute Anwendung der Analysemethode bei zukünftigen Experimenten (z.B. an geplanten Linearbeschleunigern), die eine höhere Anzahl an Ereignissen liefern, ist deshalb sinnvoll.

Die Korrelation zwischen den Messungen von A_{FB}^c und A_{FB}^b der vorliegenden Analyse ist in Abbildung 9.4, zusammen mit der Vorhersage des Standardmodells für die gemessenen Asymmetrien, dargestellt. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung im Rahmen der angegebenen Fehler. Im Vergleich zu den Ergebnissen aus der früheren D -Meson-Analyse der Daten aus den Jahren 1991–1994 [34] zeigt sich eine Reduktion der statistischen Korrelation von etwa -38% auf -27% in dieser Analyse. Der Effekt der verkleinerten Korrelation zwischen A_{FB}^c und A_{FB}^b läßt sich durch die Weiterentwicklung der Separationsmethoden des BTAG-Programms und die darin eingehenden verbesserten Auflösungen in den Daten durch die optimierten Algorithmen zur Spurrekonstruktion erklären. Die größere Separation zwischen den c - und b -Anteilen in Kombination mit der Erweiterung der Analyse auf die Daten der Jahre 1992–1995¹, welche aufgrund der verbesserten Spurrekonstruktion eine Erhöhung der Effizienz der D -Meson-Rekonstruktion (Kapitel 7) beinhalten, führt zu einer Verringerung der statistischen Unsicherheiten.

Die Asymmetrien für c - und b -Quarks in Abhängigkeit der Polarwinkelverteilung $Q \cdot \cos \theta_{Th}$ aus der Anpassung auf dem Pol der Z -Resonanz ist sind Abbildung 9.5 dar-

¹Der Einfluß der Daten des Jahres 1991 (195154 Ereignisse [34]) ist im Vergleich der Ereignisanzahlen und der Qualität mit den Daten der Jahre 1992–1995 (Tabelle 4.3) vernachlässigbar.

gestellt. Die Energieentwicklung der gemessenen Vorwärts–Rückwärts Asymmetrien im Bereich der Z –Resonanz ist zusammen mit den Vorhersagen des Standardmodells in Abbildung 9.6 gezeigt. Die Resultate dieser Analyse liegen in sehr guter Übereinstimmung mit der Energieentwicklung der Erwartung für A_{FB}^c und A_{FB}^b .

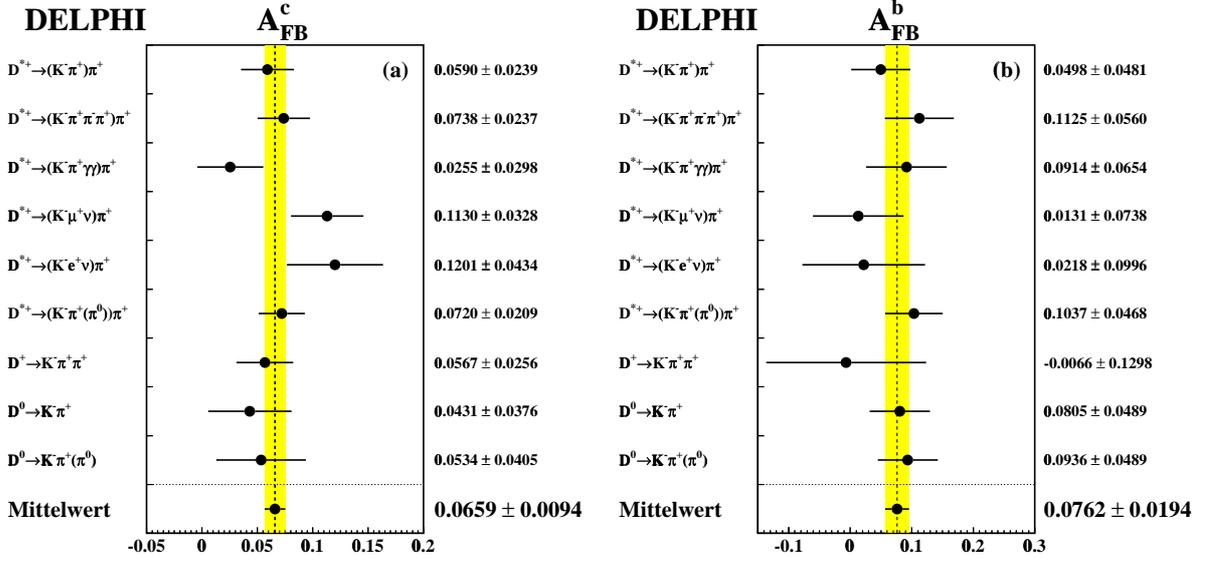


Abbildung 9.1: Ergebnisse der Anpassung für A_{FB}^c und A_{FB}^b bei einer mittleren Schwerpunktenenergie von $\sqrt{s} = 91.235$ GeV für die einzelnen Zerfallskanäle.

Zerfallskanal	A_{FB}^c	A_{FB}^b	Korr.	χ^2/ndf
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	0.0590 ± 0.0239	0.0498 ± 0.0481	-26 %	0.97
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	0.0738 ± 0.0237	0.1125 ± 0.0560	-28 %	0.87
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \gamma \gamma) \pi_{sl}^+$	0.0255 ± 0.0298	0.0914 ± 0.0654	-28 %	0.79
$D^{*+} \rightarrow (K^- \mu^+ (\nu_\mu)) \pi_{sl}^+$	0.1130 ± 0.0328	0.0131 ± 0.0738	-26 %	1.10
$D^{*+} \rightarrow (K^- e^+ (\nu_e)) \pi_{sl}^+$	0.1201 ± 0.0434	0.0218 ± 0.0996	-23 %	1.26
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ (\pi^0)) \pi_{sl}^+$	0.0720 ± 0.0209	0.1037 ± 0.0468	-27 %	0.92
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	0.0567 ± 0.0256	-0.0066 ± 0.1298	-33 %	1.04
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	0.0431 ± 0.0376	0.0805 ± 0.0489	-37 %	0.80
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$	0.0534 ± 0.0405	0.0936 ± 0.0489	-33 %	0.82
Mittelwert	0.0659 ± 0.0094	0.0762 ± 0.0194	-27 %	0.54

Tabelle 9.1: Ergebnisse der Anpassung für A_{FB}^c und A_{FB}^b bei einer mittleren Schwerpunktenenergie von $\sqrt{s} = 91.235$ GeV für die einzelnen Zerfallskanäle. Das χ^2/ndf aus der Mittelung der einzelnen Messungen unter Berücksichtigung der Korrelationen beträgt 0.54. Die statistische Korrelation der Mittelwerte beträgt -27 %.

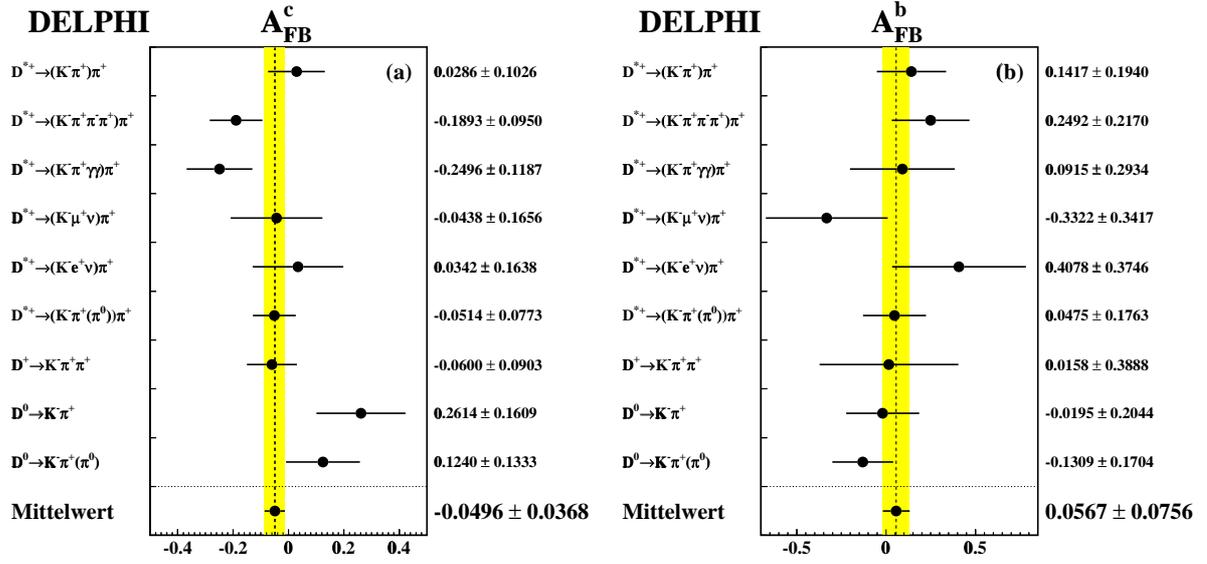


Abbildung 9.2: Ergebnisse der Anpassung für A_{FB}^c und A_{FB}^b bei einer mittleren Schwerpunktenenergie von $\sqrt{s} = 89.434 \text{ GeV}$ für die einzelnen Zerfallskanäle.

Zerfallskanal	A_{FB}^c	A_{FB}^b	Korr.
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	0.0286 ± 0.1026	0.1417 ± 0.1940	–26 %
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	-0.1893 ± 0.0950	0.2492 ± 0.2170	–27 %
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \gamma \gamma) \pi_{sl}^+$	-0.2496 ± 0.1187	0.0915 ± 0.2934	–31 %
$D^{*+} \rightarrow (K^- \mu^+ (\nu_\mu)) \pi_{sl}^+$	-0.0438 ± 0.1656	-0.3322 ± 0.3417	–38 %
$D^{*+} \rightarrow (K^- e^+ (\nu_e)) \pi_{sl}^+$	0.0342 ± 0.1638	0.4078 ± 0.3746	–23 %
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ (\pi^0)) \pi_{sl}^+$	-0.0514 ± 0.0773	0.0475 ± 0.1763	–27 %
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	-0.0600 ± 0.0903	0.0158 ± 0.3888	–26 %
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	0.2614 ± 0.1609	-0.0195 ± 0.2044	–34 %
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$	0.1240 ± 0.1333	-0.1309 ± 0.1704	–34 %
Mittelwert	-0.0496 ± 0.0368	0.0567 ± 0.0756	–28 %

Tabelle 9.2: Ergebnisse der Anpassung für A_{FB}^c und A_{FB}^b bei einer mittleren Schwerpunktenenergie von $\sqrt{s} = 89.434 \text{ GeV}$ für die einzelnen Zerfallskanäle. Das χ^2/ndf aus der Mittelung der einzelnen Messungen unter Berücksichtigung der Korrelationen beträgt 0.96. Die statistische Korrelation der Mittelwerte beträgt –28 %.

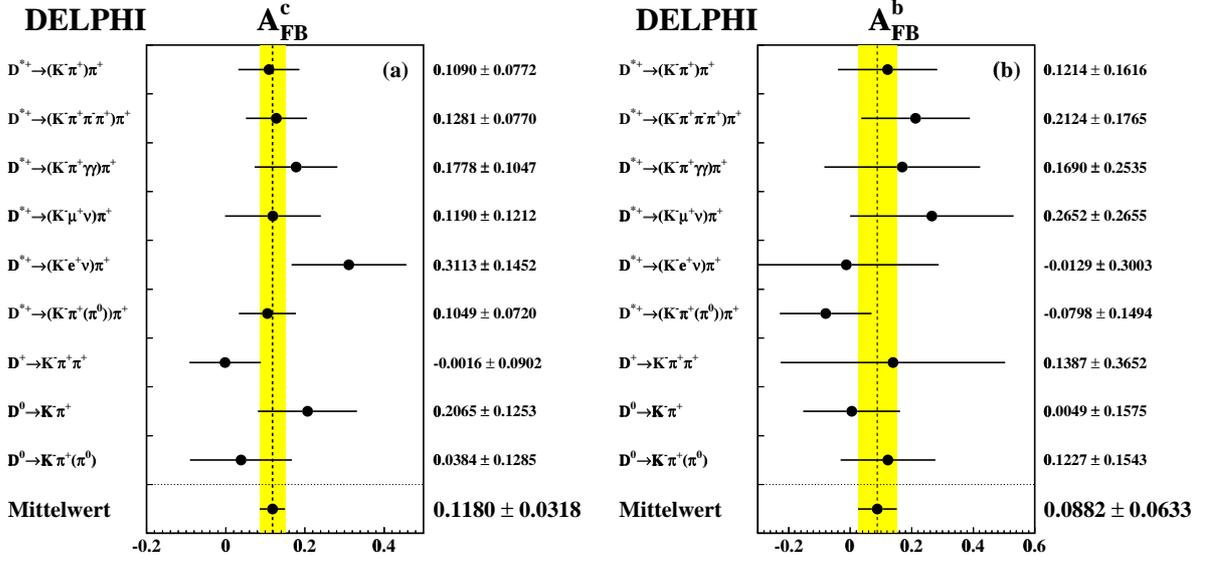


Abbildung 9.3: Ergebnisse der Anpassung für A_{FB}^c und A_{FB}^b bei einer mittleren Schwerpunktenenergie von $\sqrt{s} = 92.990 \text{ GeV}$ für die einzelnen Zerfallskanäle.

Zerfallskanal	A_{FB}^c	A_{FB}^b	Korr.
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	0.1090 ± 0.0772	0.1214 ± 0.1616	-25 %
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^- \pi^+) \pi_{sl}^+$	0.1281 ± 0.0770	0.2124 ± 0.1765	-27 %
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ \gamma \gamma) \pi_{sl}^+$	0.1778 ± 0.1047	0.1690 ± 0.2535	-29 %
$D^{*+} \rightarrow (K^- \mu^+ (\nu_\mu)) \pi_{sl}^+$	0.1190 ± 0.1212	0.2652 ± 0.2655	-32 %
$D^{*+} \rightarrow (K^- e^+ (\nu_e)) \pi_{sl}^+$	0.3113 ± 0.1452	-0.0129 ± 0.3003	-28 %
$D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ (\pi^0)) \pi_{sl}^+$	0.1049 ± 0.0720	-0.0798 ± 0.1494	-25 %
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	-0.0016 ± 0.0902	0.1387 ± 0.3652	-19 %
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	0.2065 ± 0.1253	0.0049 ± 0.1575	-33 %
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$	0.0384 ± 0.1285	0.1227 ± 0.1543	-34 %
Mittelwert	0.1180 ± 0.0318	0.0882 ± 0.0633	-26 %

Tabelle 9.3: Ergebnisse der Anpassung für A_{FB}^c und A_{FB}^b bei einer mittleren Schwerpunktenenergie von $\sqrt{s} = 92.990 \text{ GeV}$ für die einzelnen Zerfallskanäle. Das χ^2/ndf aus der Mittelung der einzelnen Messungen unter Berücksichtigung der Korrelationen beträgt 0.50. Die statistische Korrelation der Mittelwerte beträgt -26 %.

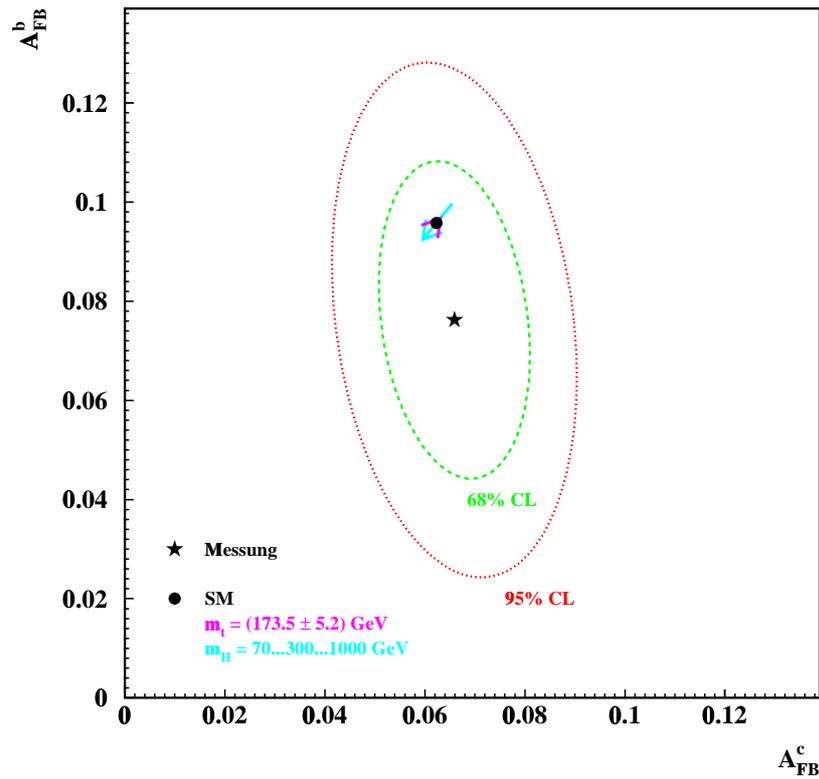


Abbildung 9.4: Die Korrelation zwischen den Vorwärts–Rückwärts Asymmetrien A_{FB}^c und A_{FB}^b für eine mittlere Schwerpunktenenergie $\sqrt{s} = 91.235$ GeV. Die Vorhersage des Standardmodells bei Variation der Masse des t -Quarks sowie des Higgs-Bosons wurde mit ZFITTER bestimmt. Dabei wurde $\alpha^{-1} = 128.896$ [65], $\alpha_s = 0.119$ [39], $m_Z = 91.187$ GeV [39] sowie die Massen des t -Quarks und des Higgs-Bosons mit den angegebenen Werten verwendet.

Die Ergebnisse dieser Analyse von A_{FB}^c und A_{FB}^b zusammen mit den Resultaten der anderen LEP-Experimente sind in Abbildung 9.7 und 9.8 dargestellt. Die gezeigten Ergebnisse entsprechen den vorläufigen Resultaten der verschiedenen Experimente, wie sie von der LEP-Arbeitsgruppe zur elektroschwachen Physik angegeben werden [58]. Neben den Zahlenwerten der verschiedenen Messungen bei unterschiedlichen mittleren Schwerpunktenenergien auf dem Pol der Z -Resonanz sind die Werte korrigiert auf $\sqrt{s} = 91.26$ GeV graphisch dargestellt. In die angegebenen Mittelwerte gehen alle aktuellen Messungen zur elektroschwachen Physik mit b - und c -Quarks der LEP- und SLD-Experimente ein. Dazu werden zu jeder Messung von den Experimenten systematische Fehlertabellen (vergleichbar mit Tabelle 8.6) zur Verfügung gestellt, um eine konsistente Kombination der Messungen durchführen zu können [64]. Somit können in einer χ^2 -Anpassung die Korrelationen zwischen den einzelnen Meßergebnissen über die Abhängigkeit der Messungen

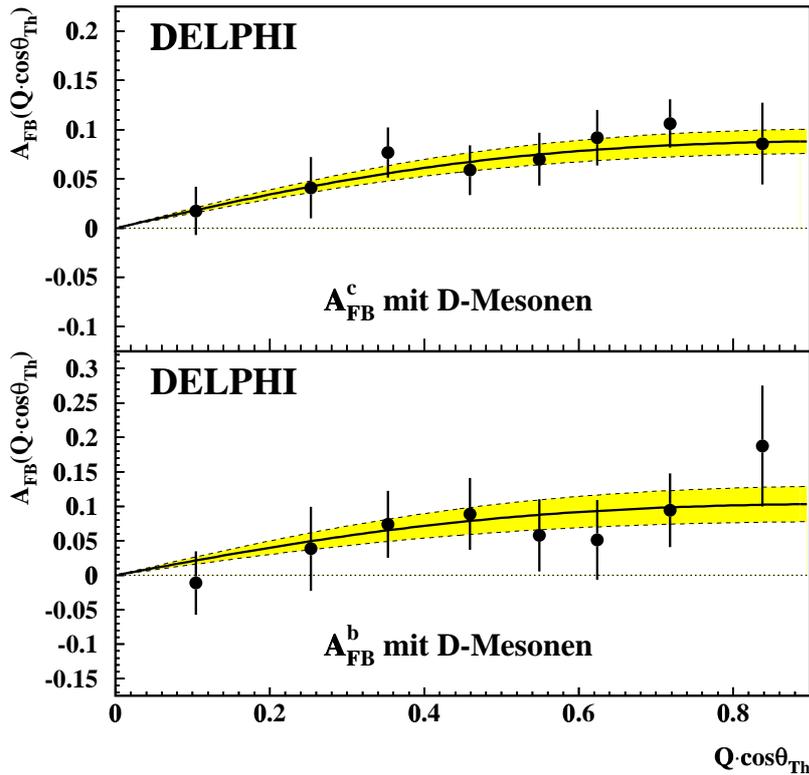


Abbildung 9.5: Die Vorwärts–Rückwärts Asymmetrien A_{FB}^c und A_{FB}^b bei einer mittleren Schwerpunktenenergie von $\sqrt{s} = 91.235$ GeV in Abhängigkeit der Polarwinkelverteilung $Q \cdot \cos \theta_{Th}$. Die eingetragenen Kurven mit dem Fehlerband repräsentieren das Ergebnis und die statistischen Unsicherheiten aus der Anpassung über den vollen $Q \cdot \cos \theta_{Th}$ -Bereich. Die angegebenen Fehlerbalken beinhalten nur statistische Fehler.

von den jeweils angegebenen Parametern berücksichtigt werden.

Zusätzlich ist in den Abbildungen die Vorhersage des Standardmodells in Abhängigkeit der Higgs-Masse für $\sqrt{s} = 91.26$ GeV angegeben. Die dargestellten Fehlerbänder in der Vorhersage beinhalten die Variation der Masse des t -Quarks sowie der Feinstrukturkonstanten α . Der Wert für die Masse des t -Quarks $m_t = (173.8 \pm 5.2)$ GeV [39] ergibt sich aus der direkten Messung von CDF und D0.

Die drei Resultate für A_{FB}^c aus den D -Meson-Analysen geben einen wesentlichen Beitrag zum Mittelwert, wobei die Ausweitung der Leptonanalysen der ALEPH- und L3-Kollaboration auf alle Daten der LEP I-Periode zu einem ausgeglicheneren Bild führen werden. Unter den D -Meson-Analysen muß zwischen der DELPHI- und der OPAL-Messung, die in einer Anpassung die c - und b -Asymmetrie bestimmen, und der ALEPH-Messung unterschieden werden, die den Anteil aus b -Ereignissen unterdrückt und nur

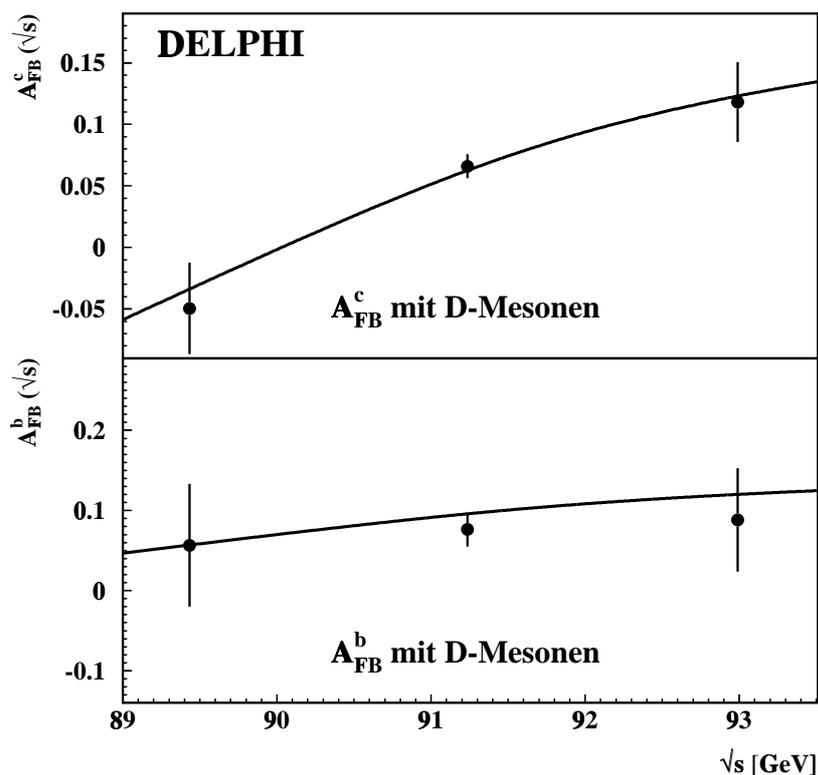


Abbildung 9.6: Vorwärts–Rückwärts Asymmetrien A_{FB}^c und A_{FB}^b in Abhängigkeit der Schwerpunktennergie. Die Vorhersage des Standardmodells wurden mit ZFITTER bestimmt. Dabei wurde $\alpha^{-1} = 128.896$ [65], $\alpha_s = 0.119$ [39], $m_Z = 91.187$ GeV [39], $m_t = 173.8$ GeV sowie $m_H = 300$ GeV verwendet.

A_{FB}^c bestimmt.

Für die Asymmetrien der b -Quarks in Abbildung 9.8 sind ebenfalls die Ergebnisse der D -Analysen dieser und der OPAL-Messung angegeben, obwohl diese bei der Bestimmung des Mittelwertes nur eine geringe statistische Signifikanz besitzen.

Insgesamt zeigt sich eine zu gute Übereinstimmung zwischen den Einzelmessungen, was durch das $\chi^2/ndf = 41/(92 - 17)$ aus der Anpassung unterstützt wird. Weiterhin ergibt sich eine gute Übereinstimmung der Mittelwerte mit den Vorhersagen des Standardmodells.

In Abbildung 9.9 sind die Ergebnisse für A_{FB}^c und A_{FB}^b der LEP-Experimente für Energien an den Flanken der Z -Resonanz dargestellt. Die angegebenen Zahlenwerte sowie die Darstellungen der Werte sind auf gemeinsame Schwerpunktennergien $\sqrt{s} = 89.55$ GeV bzw. $\sqrt{s} = 92.94$ GeV unter Verwendung der Beschreibung der Energieabhängigkeit von ZFITTER korrigiert. Wiederum sind die Ergebnisse der D -Analysen dieser und der OPAL-Messung für A_{FB}^b angegeben.

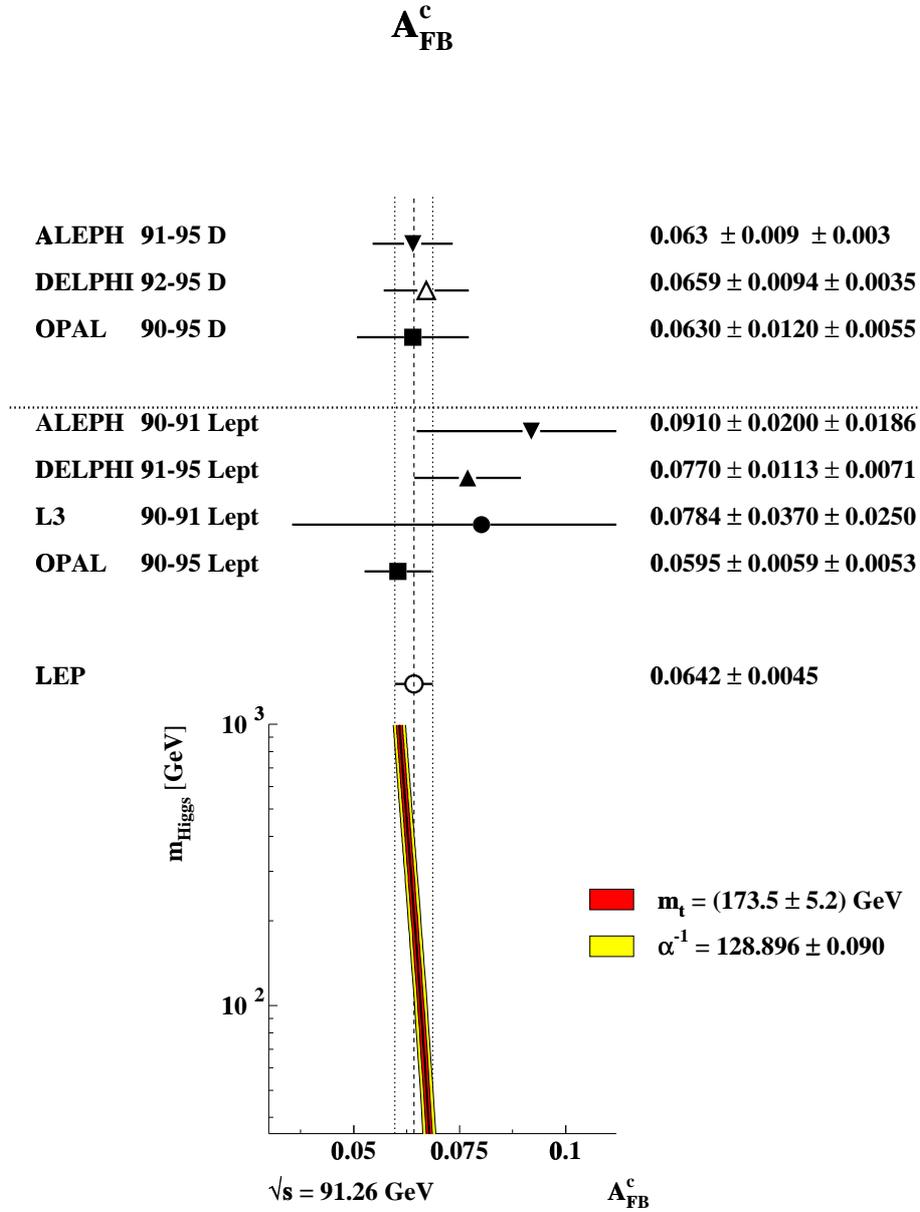


Abbildung 9.7: Vergleich der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrien von c -Quarks auf dem Pol der Z -Resonanz aus den Messungen der LEP-Experimente. Die Zahlenwerte entsprechen den Resultaten der einzelnen Messungen, während für die graphische Darstellung diese auf die gemeinsame Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 91.26 \text{ GeV}$ korrigiert wurden. Die Vorhersage des Standardmodells im unteren Teil der Abbildung wurde mit ZFITTER bestimmt. Dabei wurde $\alpha_s = 0.119$ [39], $m_Z = 91.187 \text{ GeV}$ [39] sowie die Massen des t -Quarks und die elektromagnetische Kopplungskonstante α mit den angegebenen Werten verwendet.

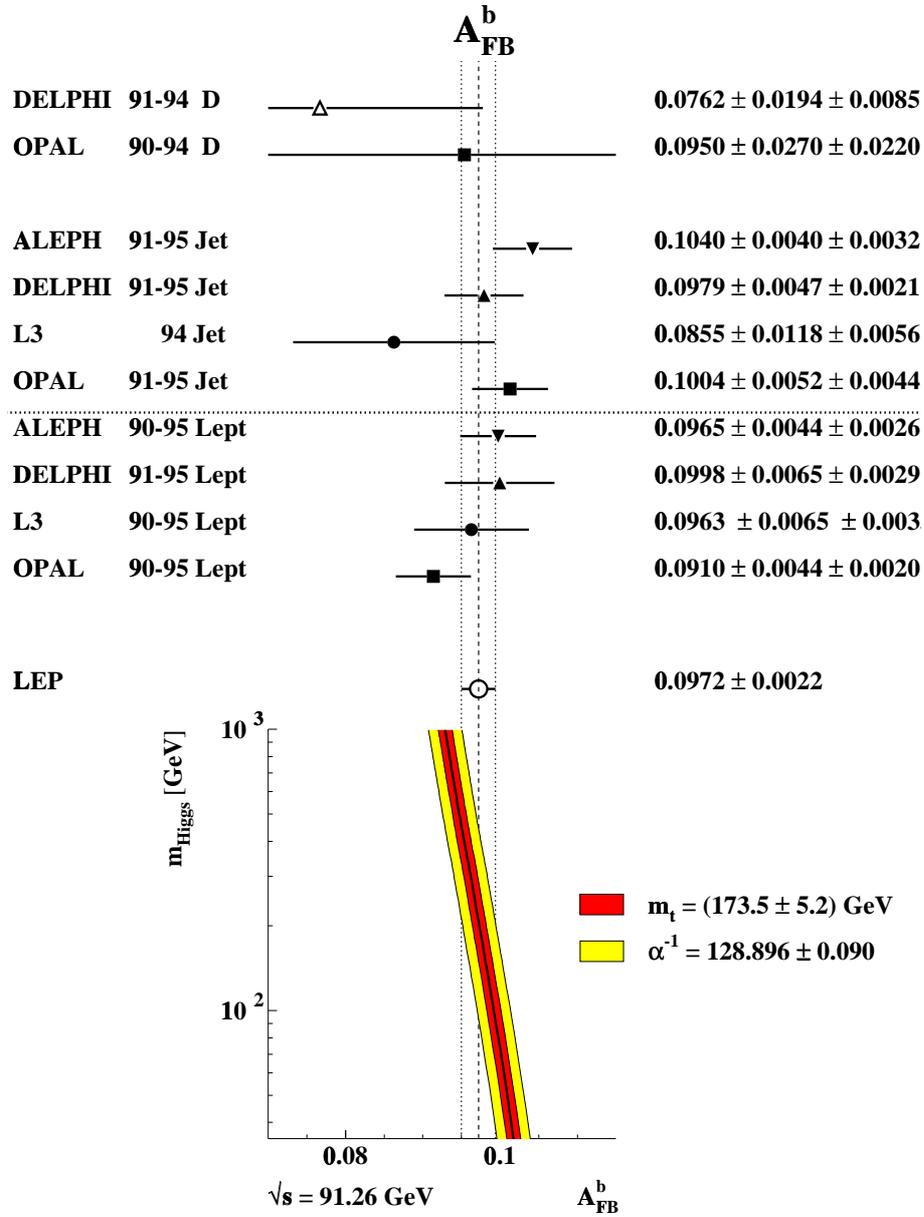


Abbildung 9.8: Vergleich der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrien von b -Quarks auf dem Pol der Z -Resonanz aus den Messungen der LEP-Experimente. Die Zahlenwerte entsprechen den Resultaten der einzelnen Messungen, während für die graphische Darstellung diese auf die gemeinsame Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 91.26 \text{ GeV}$ korrigiert wurden. Die Vorhersage des Standardmodells im unteren Teil der Abbildung wurde mit ZFITTER bestimmt. Dabei wurde $\alpha_s = 0.119$ [39], $m_Z = 91.187 \text{ GeV}$ [39] sowie die Massen des t -Quarks und die elektromagnetische Kopplungskonstante α mit den angegebenen Werten verwendet.

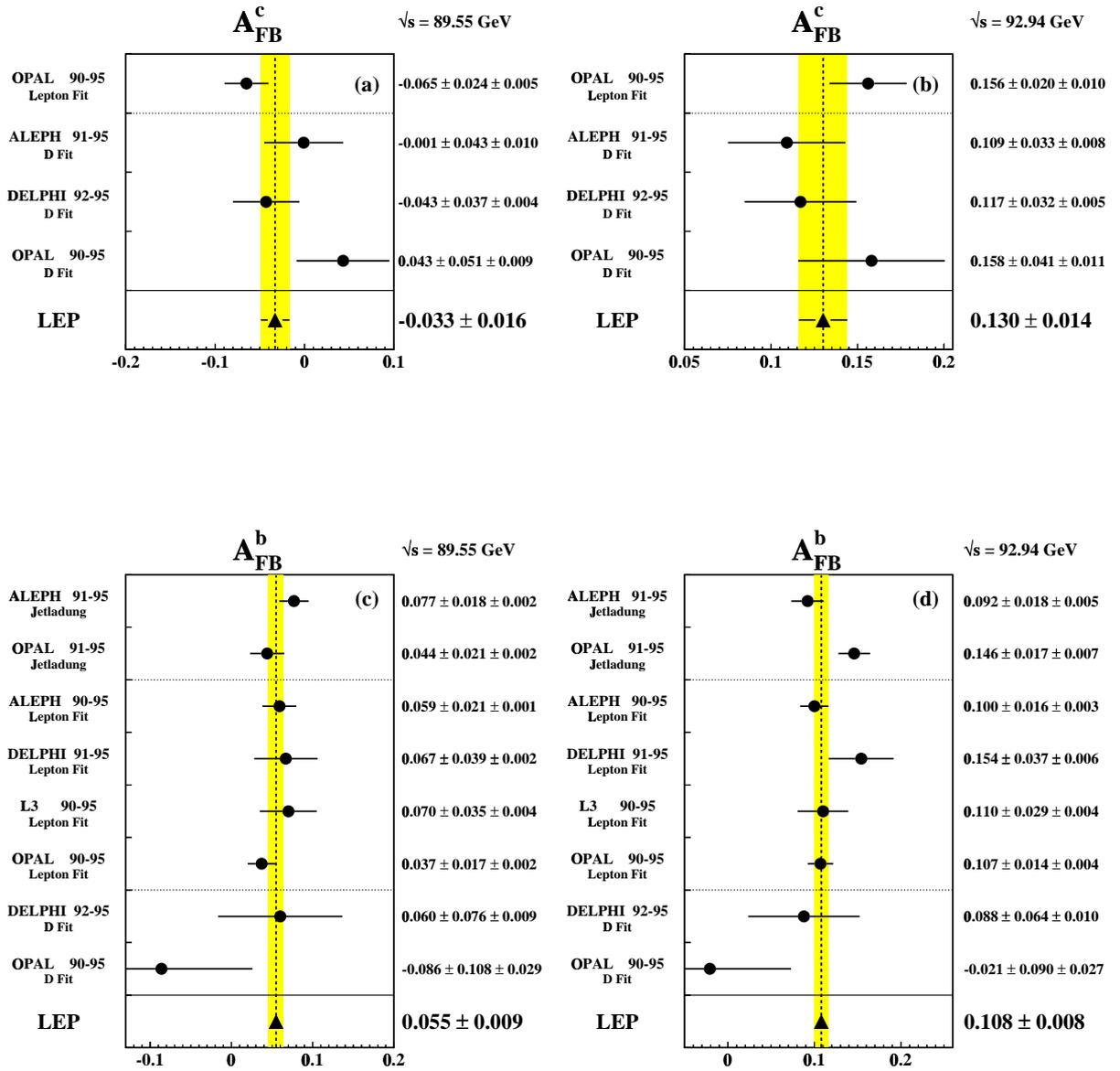


Abbildung 9.9: Vergleich der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrien an den Flanken der Z -Resonanz aus den Messungen der LEP-Experimente. Die Werte für A_{FB}^c (a und b) sowie A_{FB}^b (c und d) wurden auf gemeinsame mittlere Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} = 89.55$ GeV (a und c) bzw. $\sqrt{s} = 92.94$ GeV (b und d) korrigiert.

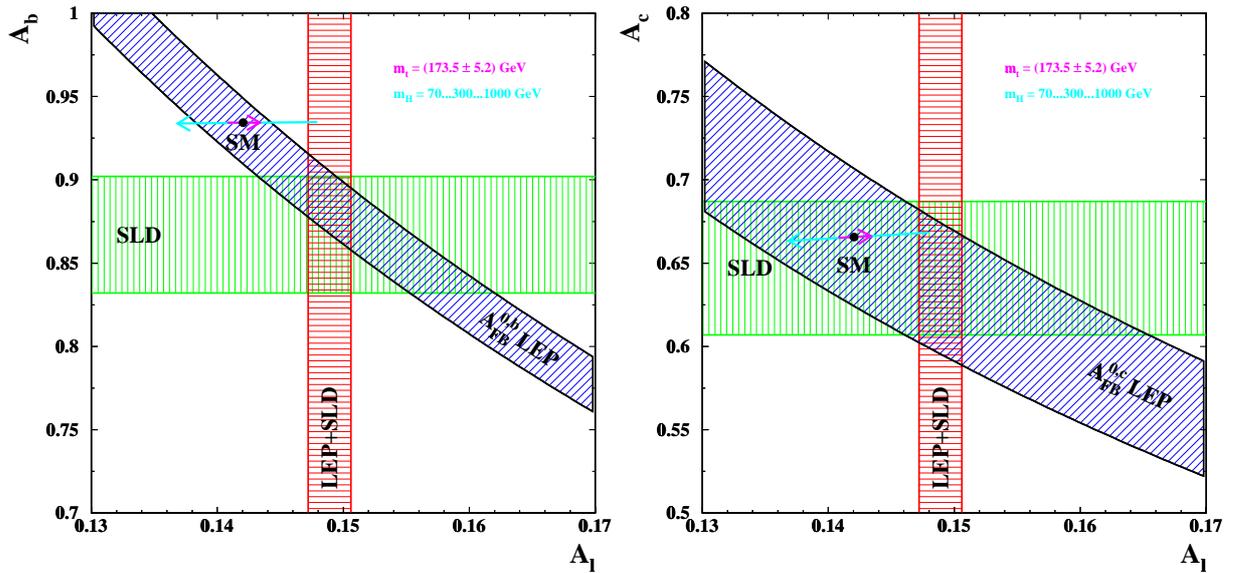


Abbildung 9.10: Die Kontur $A_{FB}^0 = \frac{4}{3} A_l A_q$ in der A_l - A_q -Ebene für b - (links) und c -Quarks (rechts) [15]. Die Top- und die Higgs-Masse wurde in den angegebenen Bereichen variiert.

Die Messungen für die Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie $A_{FB}^{q,0} = \frac{4}{3} A_l A_q$ von c - und b -Quarks und den Kopplungen A_l und A_b bzw. A_c sind in Abbildung 9.10 dargestellt. Dazu wurden die gemittelten Asymmetrien aller LEP-Experimente aus Abbildung 9.7, 9.8 und 9.9 auf die Pol-Asymmetrie $A_{FB}^{q,0}$ korrigiert (vergleiche Kapitel 9.2). Die Messergebnisse für A_l aus den Lepton-Analysen bei LEP und SLD und von A_b bzw. A_c aus der Messung der Rechts–Links Asymmetrie A_{RL} bei SLD sind [15] entnommen:

$$\begin{aligned} A_l &= 0.1489 \pm 0.0017 \\ A_b &= 0.867 \pm 0.035 \\ A_c &= 0.647 \pm 0.040 \end{aligned}$$

Der Vergleich der unabhängigen Ergebnisse der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie A_{FB} , sowie der Kopplungen A_l , A_b und A_c dienen zur Überprüfung der Konsistenz der verschiedenen Messungen. Dabei zeigt sich für die Messung der b -Quarks eine Abweichung von fast 2 Standardabweichungen von A_b zu der Vorhersage des Standardmodells, während die Messungen von LEP konsistent mit der Vorhersage sind. Für die Messung der c -Quarks zeigt sich hingegen innerhalb der angegebenen Fehler keine signifikante Abweichung.

9.2 Der effektive Mischungswinkel $\sin^2\theta_{\text{lept}}^{\text{eff}}$

Zur Bestimmung des effektiven Mischungswinkels $\sin^2\theta_{\text{lept}}^{\text{eff}}$ aus den Vorwärts–Rückwärts Asymmetrien von c - und b -Quarks sind die gemessenen Asymmetrien auf die Pol-Asymmetrien $A_{FB}^{q,0}$ zu korrigieren. Die Resultate bei allen untersuchten Energien werden kombiniert, indem die Werte ober- und unterhalb sowie auf der Z -Resonanz auf eine gemeinsame mittlere Schwerpunktenenergie $\sqrt{s} = 91.26 \text{ GeV}$ korrigiert werden und dann der Mittelwert bestimmt wird. Mit den weiter nötigen Korrekturen (Kapitel 1.4), welche die Asymmetrien A_{FB}^0 bei der Z -Masse ergeben und Effekte durch γ -Austausch, γZ -Interferenz sowie initiale Photonabstrahlung berücksichtigen, ergeben sich für die Pol-Asymmetrien für c - und b -Quarks:

$$\begin{aligned} A_{FB}^{c,0} &= 0.0715 \pm 0.0093 \\ A_{FB}^{b,0} &= 0.0793 \pm 0.0194. \end{aligned}$$

Die angegebenen Fehler enthalten die Beiträge aus den statistischen und systematischen Unsicherheiten der einzelnen Messungen. Aus den Pol-Asymmetrien läßt sich der effektive Mischungswinkel bestimmen:

$$\begin{aligned} A_{FB}^{c,0} : \sin^2\theta_{\text{lept}}^{\text{eff}} &= 0.2320 \pm 0.0021 \\ A_{FB}^{b,0} : \sin^2\theta_{\text{lept}}^{\text{eff}} &= 0.2358 \pm 0.0035. \end{aligned}$$

Berücksichtigt man die totale Korrelation von -22% zwischen diesen Werten, so ergibt sich für den effektiven Mischungswinkel aus der D -Meson-Analyse:

$$\sin^2\theta_{\text{lept}}^{\text{eff}} = 0.2332 \pm 0.0016.$$

Dieser Wert stimmt innerhalb des Fehlers mit dem Mittelwert aus den LEP- und SLD-Resultaten von $\sin^2\theta_{\text{lept}}^{\text{eff}} = 0.23157 \pm 0.00018$ [15] überein. In Abbildung 9.11 sind die einzelnen LEP- und SLD-Ergebnisse für den effektiven Mischungswinkel aufgetragen [15]. Zusätzlich sind die kombinierten $\sin^2\theta_{\text{lept}}^{\text{eff}}$ -Werte aus $A_{FB}^{c,0}$ und $A_{FB}^{b,0}$ aus dieser und der D -Meson-Analyse der OPAL-Kollaboration [66] angegeben. In der Analyse der ALEPH-Kollaboration [67] wird nur die Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie von c -Quarks bestimmt. Aus den publizierten Asymmetrien A_{FB}^c für drei verschiedene Energien der ALEPH-Kollaboration läßt sich analog zu der hier beschriebenen Methode der effektiven Mischungswinkel bestimmen. Der hier bestimmte Wert für die ALEPH-Messung von $\sin^2\theta_{\text{lept}}^{\text{eff}} = 0.2324 \pm 0.0021$ weicht von der Publikation $\sin^2\theta_{\text{lept}}^{\text{eff}} = 0.2321 \pm 0.0016$ ab. Der publizierte Wert besitzt einen deutlich kleineren Fehler im Vergleich mit dem Wert dieser Analyse aus der c -Asymmetrie, obwohl beide Asymmetrie-Messungen eine vergleichbare relative Präzision besitzen. Der kleine Fehler von $\sin^2\theta_{\text{lept}}^{\text{eff}}$ wird mit der Berücksichtigung des verbleibenden b -Anteils ($< 20\%$) bei der Bestimmung des effektiven Mischungswinkels begründet. Dieser verbleibende b -Anteil hätte somit die gleiche Signifikanz wie die

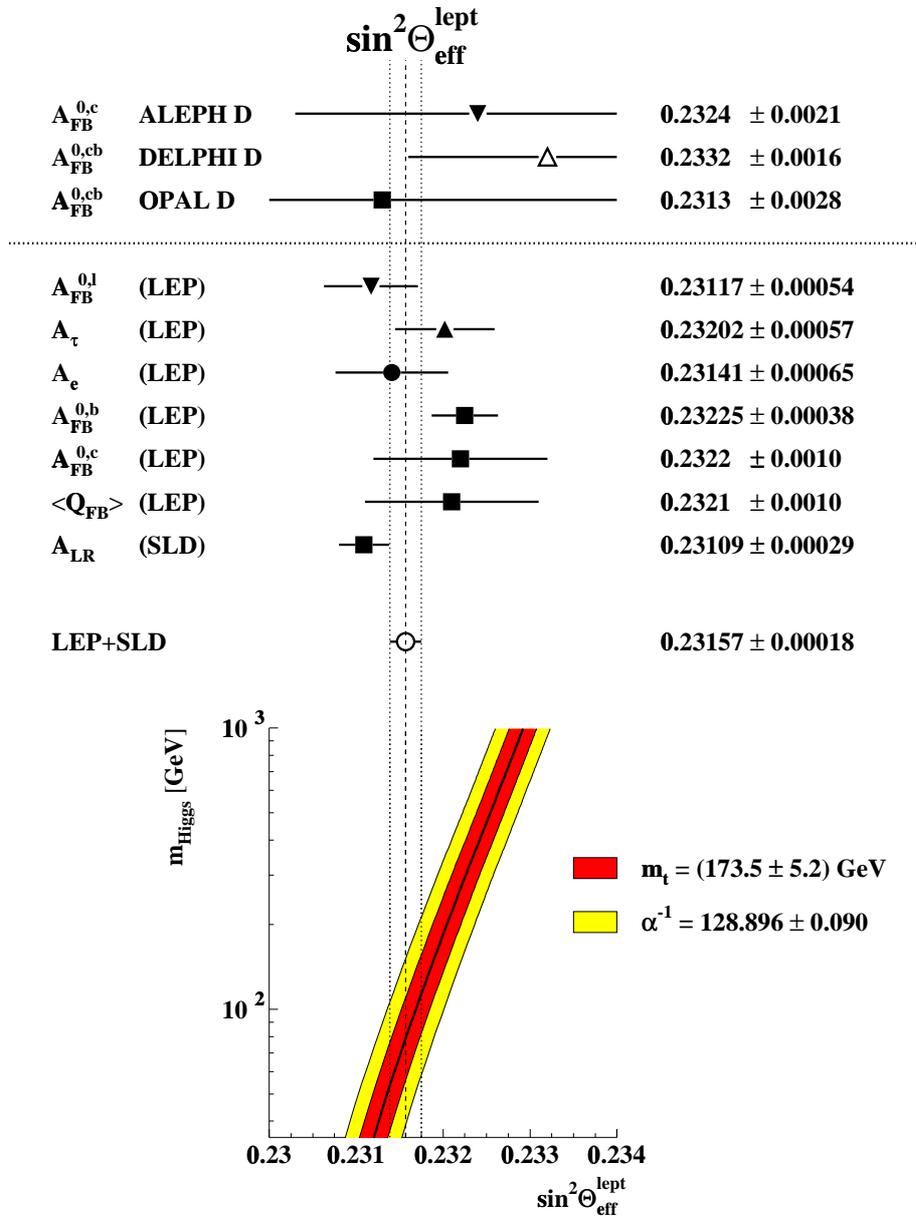


Abbildung 9.11: Vergleich der $\sin^2\theta_{\text{lept}}^{\text{eff}}$ -Werte der LEP- und SLD-Messungen. Im mittleren Bereich der Abbildung sind die aktuellen Ergebnisse aus dem Sommer 1998 [15] dargestellt. Im oberen Bereich sind zusätzlich die Ergebnisse der c - und b -Asymmetrien aus den D -Meson-Analysen dargestellt, welche in die Bestimmung von $\sin^2\theta_{\text{lept}}^{\text{eff}}$ aus $A_{\text{FB}}^{c,0}$ und $A_{\text{FB}}^{b,0}$ eingehen. Die Abhängigkeit des elektroschwachen Mischungswinkels von der Higgs-Masse ist im unteren Bereich dargestellt.

beinahe volle Berücksichtigung der D -Mesonen aus b -Ereignissen in dieser Analyse. Die angegebene Präzision der ALEPH-Messung für den effektiven Mischungswinkel scheint deshalb wenig glaubwürdig.

Der Vergleich aller Analysen der vier LEP-Experimente, die $\sin^2\theta_{\text{lept}}^{\text{eff}}$ aus der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie von c - und b -Quarks unter Verwendung von D -Mesonen bestimmen, ergibt, daß der kombinierte effektive Mischungswinkel dieser Analyse zur Zeit die genaueste Bestimmung dieses Wertes darstellt.

10

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie von c - und b -Quarks aus der Analyse von D -Meson-Zerfällen bestimmt. Da D -Mesonen beide Quarktypen identifizieren — sie enthalten das primäre Quark in c -Ereignissen bzw. stammen aus den Zerfällen von b -Hadronen in b -Ereignissen — müssen in der Analyse die beiden Beiträge getrennt werden. Durch eine gleichzeitige Anpassung in mehreren Separationsvariablen, nämlich der skalierten Energie der D -Mesonen sowie der Ereignisvariablen der kombinierten BTAG-Information unter Verwendung der Simulation, können die Asymmetrien von c - und b -Quarks aus der Polarwinkelverteilung der Ereignisse extrahiert werden.

In die Analyse gehen die Daten der Jahre 1992–1995 ein, wobei aus diesem Zeitraum insgesamt 3472164 selektierte Ereignisse gemessen mit dem DELPHI-Detektor zur Verfügung stehen. In neun Zerfallskanälen wurden 61821 D -Mesonen rekonstruiert. Daraus wurden bei drei Schwerpunktenenergien die Vorwärts-Rückwärts Asymmetrien von c - und b -Ereignissen bestimmt:

$$\sqrt{s} = 89.434 \text{ GeV}$$

$$A_{FB}^c = -0.0496 \pm 0.0368 \text{ (stat)} \pm 0.0053 \text{ (syst)}$$

$$A_{FB}^b = 0.0567 \pm 0.0756 \text{ (stat)} \pm 0.0117 \text{ (syst)}$$

$$\sqrt{s} = 91.235 \text{ GeV}$$

$$A_{FB}^c = 0.0659 \pm 0.0094 \text{ (stat)} \pm 0.0035 \text{ (syst)}$$

$$A_{FB}^b = 0.0762 \pm 0.0194 \text{ (stat)} \pm 0.0085 \text{ (syst)}$$

$$\sqrt{s} = 92.990 \text{ GeV}$$

$$A_{FB}^c = 0.1180 \pm 0.0318 \text{ (stat)} \pm 0.0062 \text{ (syst)}$$

$$A_{FB}^b = 0.0882 \pm 0.0633 \text{ (stat)} \pm 0.0122 \text{ (syst)}$$

Die angegebenen Werte beinhalten QCD-Korrekturen. Die Pol-Asymmetrien ergeben sich unter Verwendung weiterer Korrekturen, die QED-Effekte sowie γZ -Interferenzen und γ -Austausch berücksichtigen:

$$A_{FB}^{c,0} = 0.0715 \pm 0.0093$$

$$A_{FB}^{b,0} = 0.0793 \pm 0.0194$$

Der effektive Mischungswinkel $\sin^2\theta_{\text{lept}}^{\text{eff}}$ ergibt sich aus den Pol-Asymmetrien zu

$$A_{FB}^{c,0} : \sin^2\theta_{\text{lept}}^{\text{eff}} = 0.2320 \pm 0.0021 \quad \text{und}$$

$$A_{FB}^{b,0} : \sin^2\theta_{\text{lept}}^{\text{eff}} = 0.2358 \pm 0.0035 .$$

Berücksichtigt man die Korrelationen zwischen den Messungen, ergibt sich aus der Kombination der effektiven Mischungswinkel aus der D -Meson-Analyse:

$$\sin^2\theta_{\text{lept}}^{\text{eff}} = 0.2332 \pm 0.0016 .$$

Dies ist von allen LEP-Experimenten die präziseste Bestimmung des effektiven Mischungswinkels $\sin^2\theta_{\text{lept}}^{\text{eff}}$ aus der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie von c - und b -Quarks mittels einer D -Meson-Analyse.

Alle angegebenen Resultate sind in sehr guter Übereinstimmung mit den aktuellen Ergebnissen der LEP- und SLD-Experimente bzw. mit den Vorhersagen des Standardmodells.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Fundamentale Vertizes der QCD	4
1.2	Feynmangraph zum Prozeß $e^+e^- \rightarrow Z, \gamma \rightarrow f\bar{f}$	8
1.3	Feynmangraphen zu QED-Strahlungskorrekturen	11
1.4	Feynmangraphen zu schwachen Korrekturen	12
1.5	Feynmangraphen zu Vertexkorrekturen in der b -Quark Produktion	13
2.1	Darstellung des Annihilationsprozesses $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow$ Hadronen	16
2.2	Fundamentale Feynmangraphen der QCD und die zugehörigen Altarelli- Parisi Splittingfunktionen	17
2.3	Farbschlauch zwischen $q\bar{q}$ -Paar für die String-Fragmentation	18
2.4	Schematische Darstellung für die String- und Cluster-Fragmentation	19
2.5	Darstellung der Hadronproduktion in der String-Fragmentation	20
2.6	Darstellung der LUND- und Peterson-Fragmentierungsfunktion	21
2.7	Zusammensetzung der Meson- und Baryonmultipletts	22
2.8	Graphen zur $B^0 - \bar{B}^0$ Mischung	23
2.9	Zerfall eines b -Hadrons im Zuschauermodell	24
3.1	Integrierte Luminosität des DELPHI-Detektors für 1992 bis 1995	28
3.2	Der DELPHI-Detektor	29
3.3	Detektor-Graphik für ein Ereignis in der B- und C-DST-Prozessierung von 1994	36
3.4	Massendifferenzspektrum des Zerfalls $D^{*+} \rightarrow (K^-\pi^+\pi^-\pi^+)\pi_{sl}^+$ in der B- und C-DST-Prozessierung von 1994	36
4.1	Ergebnisse der Bestimmung des primären Vertex	41
4.2	Geladene Multiplizität und totale geladene Energie	43

5.1	Prinzipieller Aufbau und die Funktionsweise des zentralen RICH-Detektors	46
5.2	Verteilung der Cherenkov-Winkels im Gas- und Flüssigkeitsradiator für Pionen, Kaonen und Protonen	47
5.3	Verteilungen der RICH-Identifikationsvariablen I_{RICH}^{π} für Pionen und Kaonen aus dem Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^{-}\pi^{+})\pi_{sl}^{+}$	48
5.4	Erwarteter Energieverlust und die gemessenen dE/dx -Verteilungen für verschiedene Teilchensorten	50
5.5	Verteilung des gewichteten Abstands $pull_{\text{TPC}}$ vor und nach Korrekturen für Kaon- und Pionkandidaten aus dem $D^{*+} \rightarrow (K^{-}\pi^{+})\pi_{sl}^{+}$ Zerfall	51
5.6	Verteilungen der TPC-Identifikationsvariablen I_{TPC} für Pionen und Kaonen aus dem Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^{-}\pi^{+})\pi_{sl}^{+}$	53
6.1	Bestimmung und Vorzeichenkonvention des Impaktparameters	60
6.2	Signifikanzverteilung für positive und negative Impaktparameter	61
6.3	Diskriminanzvariablen des kombinierten BTAG	64
6.4	Effizienz und Reinheit des kombinierten BTAG für verschiedene Diskriminanzvariablen.	65
6.5	Kombinierte b -Ereignis-Identifikationsvariable	66
7.1	Definition des Helizitätswinkels	71
7.2	Helizitätswinkelverteilung des $D^{+} \rightarrow K^{-}\pi^{+}\pi^{+}$ Zerfalls in Abhängigkeit der skalierten Energie X_E des D^{+} -Kandidaten	72
7.3	Schematische Darstellung des $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_{sl}^{+} \rightarrow (K^{-}\pi^{+})\pi_{sl}^{+}$ Zerfalls	73
7.4	Energieabhängiger Schnitt in die Zerfallslänge ΔL	75
7.5	Dalitz-Verteilung für den $D^{*+} \rightarrow (K^{-}\pi^{+}\gamma\gamma)\pi_{sl}^{+}$ Zerfall	76
7.6	Massendifferenzspektren für die Zerfälle $D^{*+} \rightarrow (K^{-}\pi^{+})\pi_{sl}^{+}$, $D^{*+} \rightarrow (K^{-}\pi^{+}(\pi^0))\pi_{sl}^{+}$, $D^{*+} \rightarrow (K^{-}\pi^{+}\pi^{-}\pi^{+})\pi_{sl}^{+}$ und $D^{*+} \rightarrow (K^{-}\pi^{+}\gamma\gamma)\pi_{sl}^{+}$	80
7.7	Massendifferenzspektren für die semileptonischen Zerfälle $D^{*+} \rightarrow (K^{-}\mu^{+}(\nu_{\mu}))\pi_{sl}^{+}$ und $D^{*+} \rightarrow (K^{-}e^{+}(\nu_e))\pi_{sl}^{+}$ sowie die Massenspektren der D^{+} - und D^0 -Kanäle	81
8.1	Schematische Darstellung der dreidimensionalen Anpassung zur Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie	84
8.2	Anpassungsverteilungen für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^{-}\pi^{+})\pi_{sl}^{+}$	90
8.3	Anpassungsverteilungen für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^{-}\pi^{+}\pi^{-}\pi^{+})\pi_{sl}^{+}$	91
8.4	Anpassungsverteilungen für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^{-}\pi^{+}\gamma\gamma)\pi_{sl}^{+}$	92

8.5	Anpassungsverteilungen für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^- \mu^+ (\nu_\mu)) \pi_{sl}^+$	93
8.6	Anpassungsverteilungen für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^- e^+ (\nu_e)) \pi_{sl}^+$	94
8.7	Anpassungsverteilungen für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+ (\pi^0)) \pi_{sl}^+$	95
8.8	Anpassungsverteilungen für den Zerfall $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	96
8.9	Anpassungsverteilungen für den Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	97
8.10	Anpassungsverteilungen für den Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$	98
8.11	Bestimmung der QCD-Korrekturen	102
9.1	Ergebnisse der Anpassung für A_{FB}^c und A_{FB}^b bei $\sqrt{s} = 91.235$ GeV	114
9.2	Ergebnisse der Anpassung für A_{FB}^c und A_{FB}^b bei $\sqrt{s} = 89.434$ GeV	115
9.3	Ergebnisse der Anpassung für A_{FB}^c und A_{FB}^b bei $\sqrt{s} = 92.990$ GeV	116
9.4	Die Korrelation zwischen den Vorwärts-Rückwärts Asymmetrien A_{FB}^c und A_{FB}^b	117
9.5	Die Vorwärts-Rückwärts Asymmetrien A_{FB}^c und A_{FB}^b in Abhängigkeit der Polarwinkelverteilung $Q \cdot \cos \theta_{Th}$	118
9.6	Die Vorwärts-Rückwärts Asymmetrien A_{FB}^c und A_{FB}^b in Abhängigkeit der Schwerpunktennergie	119
9.7	Vergleich der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrien von c -Quarks auf dem Pol der Z -Resonanz	120
9.8	Vergleich der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrien von b -Quarks auf dem Pol der Z -Resonanz	121
9.9	Vergleich der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrien von c - und b -Quarks an den Flanken der Z -Resonanz	122
9.10	Die Kontur $A_{FB}^{q,0} = \frac{4}{3} A_l A_q$ in der A_l - A_q -Ebene für b - und c -Quarks	123
9.11	Vergleich der $\sin^2 \theta_{lept}^{eff}$ -Werte der LEP- und SLD-Messungen	125

Tabellenverzeichnis

1.1	Fundamentale Fermionen des Standardmodells der Elementarteilchen . . .	5
1.2	Zusammenfassung der Strahlungskorrekturen	10
2.1	Massen, Quantenzahlen und Lebensdauern von ausgewählten c - und b - Hadronen	22
4.1	Auflösungen der Bestimmung des primären Vertex	42
4.2	Spurschnitte zur Ereignisselektion	43
4.3	Anzahl selektierter hadronischer Ereignisse	44
5.1	RICH-Selektionseffizienzen für das schwache und das starke Pionveto für Kaonen aus dem $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$ Zerfall	49
5.2	Ergebnisse der dE/dx -Korrektur	52
5.3	TPC-Selektionseffizienzen für das schwache und das starke Pionveto für Kaonen aus dem $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$ Zerfall	53
5.4	Kombinierte RICH- und TPC-Selektionseffizienzen für Kaonen aus dem $D^{*+} \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{sl}^+$ Zerfall	54
5.5	Kriterien zur π^0 -Selektion	55
6.1	Spurschnitte des kombinierten BTAG	62
7.1	Produktionsraten einiger c -Hadronen	67
7.2	Liste der rekonstruierten D -Meson Kanäle	68
7.3	Schnitte zur Vorselektion der Spur- und D -Meson-Kandidaten	70
7.4	Schnitte in die Zerfallslänge ΔL , die skalierte Energie X_E und den Heli- zitätswinkel $\cos(\theta_H)$ zur D -Meson-Selektion	74
7.5	Schnitte an die Massen und Massendifferenzen zur D -Meson-Selektion . .	77
7.6	Anzahl der rekonstruierten D -Mesonen	78

7.7	Resultate aus der Anpassung an die Massen- und Massendifferenzspektren	79
8.1	Einteilung der Massen- und Massendifferenzspektren in Signal- und Seitenbandbereiche	85
8.2	Die Raten mehrfacher Ereignisse im Signalbereich für die Daten und die Simulation	87
8.3	Die Intervalleinteilungen zur Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie für die Schwerpunktenergie $\sqrt{s} = 91.235$ GeV	88
8.4	Die Intervalleinteilungen zur Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie für die Schwerpunktenergie $\sqrt{s} = 89.434$ GeV	99
8.5	Die Intervalleinteilungen zur Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie für die Schwerpunktenergie $\sqrt{s} = 92.990$ GeV	100
8.6	Beiträge zu den systematischen Unsicherheiten	106
9.1	Ergebnisse der Anpassung für A_{FB}^c und A_{FB}^b bei $\sqrt{s} = 91.235$ GeV	114
9.2	Ergebnisse der Anpassung für A_{FB}^c und A_{FB}^b bei $\sqrt{s} = 89.434$ GeV	115
9.3	Ergebnisse der Anpassung für A_{FB}^c und A_{FB}^b bei $\sqrt{s} = 92.990$ GeV	116

Literaturverzeichnis

- [1] S.L. Glashow,
Nucl. Phys. **B 22** (1961) 579
S. Weinberg,
Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264
A. Salam,
Phys. Lett. **13** (1964) 168
- [2] V. Ruhlmann-Kleider
New particle searches
Lepton-Photon 99, XIX International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Stanford University, August 1999
- [3] Y. Fukuda et al,
Phys. Rev. Lett. **81** (1998), 1562-1567
- [4] M. Consoli, W. Hollik,
Electroweak radiative corrections for Z physics
CERN Yellow Report 89-08, Volume 1, 7, Genf 1989
G.. Burgers, F. Jegerlehner,
 Δr , or the relation between the electroweak couplings and the weak vector boson masses
CERN Yellow Report 89-08, Volume 1, 55, Genf 1989
M. Böhm, W. Hollik,
Forward-backward asymmetries
CERN Yellow Report 89-08, Volume 1, 7, Genf 1989
- [5] D. Bardin et al.,
ZFITTER - an Analytical Program for Fermion Pair Production in e^+e^- -Annihilation
CERN-TH, 92/6443, Genf 1992
- [6] A. Djouadi, B. Lampe, P. Zerwas,
Z. Phys **C 67** (1995) 123

-
- [7] G. Altarelli, B. Lampe,
Nucl. Phys. **B 391** (1993) 3
- [8] D. Abbaneo et al.,
Eur. Phys. J. **C 4** (1998) 185
- [9] T.E. Coan et al., CLEO Collaboration,
Flavour-Specific Inclusive B Decays to Charm,
CLNS 97/1516, CLEO 97-23
- [10] R. Barate et al., ALEPH Collaboration,
E. Phys. J. **C 4** (1998) 387
- [11] H. Albrecht et al., ARGUS Collaboration,
Phys. Lett. **B 232** (1989) 398
- P. Avery et al., CLEO Collaboration,
Phys. Lett. **B 331** (1994) 236
- [12] D. Buskulic et al., ALEPH Collaboration,
Phys. Lett. **B 388** (1996) 648
- G. Alexander et al., OPAL Collaboration,
Z. Phys. **C 72** (1996) 1
- [13] G. Alexander et al., OPAL Collaboration,
Z. Phys. **C 73** (1997) 379
- [14] G. Arnison et al., UA1 Kollaboration,
Phys. Lett. **B 122** (1983) 103
- M. Banner et al., UA2 Kollaboration,
Phys. Lett. **B 122** (1983) 476
- [15] M. Grünwald,
Electroweak Review writeup,
29. Internationale Konferenz für Hochenergiephysik, Vancouver, Sommer 1998
- [16] Euclid von Alexandria,
Die Elemente,
365 – 300 vor Christus
- [17] P. Abreu et al., DELPHI Kollaboration,
Nucl. Inst. and Meth. **A 303** (1991) 187
- P. Abreu et al., DELPHI Kollaboration,
Nucl. Inst. and Meth. **A 378** (1996) 57

-
- [18] LEP Design Report,
CERN-LEP/84-01, Genf 1984
S. Myers, E. Picasso,
Contemp. Phys. **31** (1990) 387
- [19] F. Carena, G. Gopal,
CARGO User Manual,
DELPHI 86-28, Genf 1986
- [20] *DELPHI data analysis program (DELANA) user's guide*,
DELPHI 89-44 PROG 137, Genf 1989
- [21] M. Elsing,
The DELPHI silicon trackers in the global pattern recognition,
DELPHI 99-147 TRACK 93, Genf 1999
- [22] R. Brun, J. Zoll,
ZEBRA User Guide,
CERN Program Library, Genf 1994
- [23] *DELSIM User Manual*,
DELPHI 87-96 PROG 99, Genf 1989
DELSIM Reference Manual,
DELPHI 87-98 PROG 100, 1989
- [24] P. Abreu et al., DELPHI Kollaboration,
Z. Phys. **C 73** (1996) 11
- [25] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, P. Zerwas,
Phys. Rev. **D 27** (1983) 105
- [26] D. Wicke,
A New Algorithm For Solving Tracking Ambiguities,
DELPHI 98-163 PROG 236 TRACK 92, Genf 1998
- [27] F.A. Berends, W. Hollik, R. Kleiss,
Nucl. Phys. **304** (1988) 712
- [28] J.E. Campagne, R. Zitoun,
Z. Phys **C 43** (1989) 469
- [29] S. Jadach et al.,
Comp. Phys. Comm. **79** (1994) 503
- [30] T. Sjöstrand,
Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74

- [31] G. Marchesini, B.R. Webber,
Nucl. Phys. **B 238** (1984) 1
G. Marchesini et al.,
Comp. Phys. Comm. **67** (1992) 465
- [32] L. Lønblad,
Comp. Phys. Comm. **71** (1992) 15
- [33] B. Murray,
Measurement of the beam position in DELPHI ,
DELPHI 96–6 PHYS 590, Genf 1996
- [34] M. Elsing,
*Messung der Vorwärts–Rückwärts Asymmetrien für Charm– und Bottom–
Quarks bei Energien nahe der Z–Resonanz,*
Doktorarbeit, Wuppertal, WUB–DIS 96–07, Juni 1996
- [35] P. Billoir et al,
Nucl. Inst. and Meth. **A 241** (1985) 115
- [36] T. Spasoff,
DELPHI Extended ShortDST Content,
DELPHI 97–147 PROG 222, Genf 1997
Y. Sacquin,
Description of the DELPHI DST CONTENT Version 3.15,
DELPHI 94–161 PROG 210, Genf 1994
- [37] P. Abreu et al, DELPHI Kollaboration,
*Cross Sections and Leptonic Forward–Backward Asymmetries from the Z^0 Run-
ning of LEP,*
Veröffentlichung in Vorbereitung für Eur. Phys. J. **C**
- [38] P. Sponholz,
*Die Messung der partiellen Zerfallsbreite des Z in $c\bar{c}$ –Quark Paare und die
Multiplizität von Charm Quarks in b–Zerfällen,*
Doktorarbeit, Wuppertal, WUB–DIS 98–16
P. Abreu et al, DELPHI Kollaboration,
*Measurements of the Z Partial Decay Width into $c\bar{c}$ and Multiplicity of Charm
Quarks per b Decay,*
Veröffentlichung in Vorbereitung
- [39] Review of Particle Physics,
Eur. Phys. J. **C 3** (1998) 1

- [40] M. Elsing,
Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für Charm-Quarks auf der Z-Resonanz,
Diplomarbeit, Wuppertal, WUD-93-3
- [41] C. Nötzel,
Erste Analyse von Charm-Quark Ereignissen mit dem DELPHI Detektor,
Diplomarbeit, Wuppertal, WUD-90-19
- [42] G. Borisov, C. Mariotti,
Nucl. Instr. & Meth. **A 372** (1996) 181
- [43] G. Borisov, C. Mariotti,
Fine Tuning of Track Impact Parameter Resolution of the DELPHI Detector,
DELPHI 95-142 PHYS 567, Genf 1995
G. Borisov, C. Mariotti,
Fine Tuning of Track Impact Parameter Resolution of the Upgraded DELPHI Detector,
DELPHI 97-95 PHYS 717, Genf 1997
- [44] G. Borisov,
Combined b-tagging,
DELPHI 97-94 PHYS 716, Genf 1997
- [45] M. Boonekamp,
b-tagging with high p_T leptons,
DELPHI 98-54 PHYS 779, Genf 1998
- [46] G.J. Barker et. al.,
Measurement of the partial decay width $R_b^0 = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ with the DELPHI detector at LEP
DELPHI 97-106 CONF 88, Genf 1997
- [47] M. Battaglia, P.M. Kluit,
Particle Identification using the RICH detectors based on the RIBMEAN package,
DELPHI 96-133 RICH 90, Genf 1996
- [48] E. Schyns,
NEWTAG - π , K , p Tagging for DELPHI RICHes,
DELPHI 96-103 RICH 89, Genf 1996
E. Schyns,
Measurement of π^\pm , K^\pm , p and \bar{p} production in $Z \rightarrow q\bar{q}$, $Z \rightarrow b\bar{b}$ and $Z \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$
Doktorarbeit, Wuppertal, WUB-DIS 96-22

- [49] P. Antilogus et al., DELPHI Kollaboration,
Ionisation measurement in the DELPHI TPC,
In Vorbereitung

L. Chevalier,
Identification des particules par leur ionisation dans la chambre à échantillonnage temporel de DELPHI,
Doktorarbeit, DAPNIA/SPP 92-32 , CEA/SACLAY , July 1992
- [50] P. Abreu et al., DELPHI Kollaboration,
Measurement of inclusive π^0 Production in hadronic Z^0 Decays,
Z. Phys. **C 69** (1996) 561
- [51] M. Feindt, O. Podobrin,
PXPHOT – Third stage Pattern Recognition for DELPHI,
Veröffentlichung als DELPHI-Note in Vorbereitung
- [52] T. Burgsmüller,
Untersuchung der Myon-Paarproduktion bei Energien auf und oberhalb der Z-Resonanz,
Doktorarbeit, Wuppertal, WUB-DIS 98-07
- [53] N. Crosland, G. Wilkinson, P. Kluit,
EMMASS Muon Identification within DELPHI,
DELPHI 92-17 PHYS 157, Genf 1992

H. De Boeck, G. Wilkinson,
MUFLAG: A Framework for Muon Identifikation,
DELPHI 93-14 PHYS 263, Genf 1993

G. Wilkinson, P. Collins,
MUCFIX: Refining the Muon Chamber Information on the DST,
DELPHI 93-13 PHYS 262, Genf 1993

F. Stichelbaut, G. Wilkinson,
Performance of Muon Identification in DELPHI for the 93 and 94 Data,
DELPHI 95-140 PHYS 565, Genf 1995
- [54] M. Feindt, C. Kreuter, O. Podobrin,
ELEPHANT Reference Manual,
DELPHI 96-82 PROG 217, Genf 1996
- [55] C. Kreuter,
Electron identification using a neural network,
DELPHI 96-169 PHYS 658, Genf 1996

- [56] V. Ravindran, W.L. van Neerven
Second order QCD corrections to the forward-backward asymmetry in e^+e^- -collisions
DESY 98-137, September 1998, Hamburg
- [57] R. Barate et al., ALEPH Kollaboration,
Phys. Lett. **B 434** (1998) 415
- [58] The LEP Electroweak Working Group,
Input Parameters for the LEP Electroweak Heavy Flavour Results for Summer 1998 Conferences,
LEPHF 98-01, DELPHI 98-118 PHYS 789, Genf 1998

The LEP Electroweak Working Group,
Presentation of LEP Electroweak Heavy Flavour Results for the Summer 1996 Conferences,
LEPHF 96-01, DELPHI 96-67 PHYS 627, Genf 1996

The LEP Electroweak Working Group,
A consistent treatment of systematic errors for LEP Electroweak Heavy Flavour Analyses,
LEPHF 94-01, DELPHI 94-23 PHYS 357
- [59] The LEP Electroweak Working Group,
A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model,
CERN-PPE 97-154, Genf 1997
- [60] R.J. Barlow
Statistics
- [61] P. Antilogus, M. Elsing et al.,
Measurement of the Forward-Backward Asymmetries $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ and $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow c\bar{c}$,
DELPHI 95-87 PHYS 522, Genf 1995
- [62] P. Abreu et al., DELPHI Kollaboration,
Measurement of the forward-backward asymmetry of c and b quarks at the Z pole using reconstructed D mesons,
Eur. Phys. J. C10, 219-237 (1999)
- [63] Die aktuellen Ergebnisse sowie die Zusammenfassung der LEP- und SLD-Resultate finden sich unter: <http://www.cern.ch/LEPEWWG/Welcome.html>
- [64] Die LEP-Experimente: ALEPH, DELPHI, L3, OPAL,
Nucl. Inst. Meth. **A 378** (1996) 101

-
- [65] D. Bardin, W. Hollik, G. Passarino,
Reports of the working group on precision calculations for the Z resonance,
CERN Yellow Report 95-03, Genf 1995
- [66] G. Alexander et al., OPAL Collaboration,
Z. Phys. **C 73** (1997) 379
- [67] R. Barate et al., ALEPH Collaboration,
Phys. Lett. **B 434** (1998) 415

Danksagung

Die erfolgreiche Durchführung eines großen Experimentes wie das DELPHI-Experiment am LEP kann nur durch die intensive und zielorientierte Zusammenarbeit vieler Mitglieder gelingen. Dies gilt einerseits für die zentrale Kollaborationsarbeit am CERN aber auch im speziellen für die Arbeitsgruppen in den Instituten. Deshalb gilt mein besonderer Dank an erster Stelle Herrn Prof. Jürgen Drees, der mir es durch die Aufnahme in seine Wuppertaler Arbeitsgruppe sowie die häufigen Aufenthalte am CERN ermöglichte, von den kollegialen und professionellen Arbeitsweisen, auch über die wissenschaftlichen Aspekte hinaus, zu profitieren. Neben der erfolgreichen wissenschaftlichen Arbeit, die Herr Prof. Drees durch die vorliegende Arbeit initiierte und die er stets interessiert verfolgte, wurde es mir ermöglicht, besondere Erfahrungen in und auch neben der wissenschaftlichen Arbeit zu sammeln.

Mein Dank gilt ebenso Herrn Dr. Klaus Hamacher, der mir in zahlreichen Diskussionen, welche nicht nur wissenschaftliche Inhalte einschlossen, in freundschaftlicher Art zur Seite stand und der versuchte, konstruktiv die jeweiligen Probleme zu beseitigen. In diesem Zusammenhang möchte ich mich besonders bei Herrn Dr. Markus Elsing bedanken, auf dessen Erfahrungen in der D -Meson-Analyse ich immer zurückgreifen konnte und der in zahlreichen Diskussionen die Anregungen zur Problemlösung liefern konnte. Herrn Dr. Patrick Sponholz danke ich für seine Zusammenarbeit im Wuppertaler Charm-Team. Die harte Zeit bei der Bearbeitung der Charm-Probleme haben uns beide thematisch wie persönlich profitieren lassen.

Der gesamten Wuppertaler Arbeitsgruppe möchte ich für das angenehme Arbeitsklima und die inspirierenden Diskussionen danken. Ihr verdanke ich neben den inhaltlichen, zahlreiche persönliche Erfahrungen. Im besonderen bedanken möchte ich mich neben den Büronachbarn aus D.08 bei meinen Bürokollegen Herrn Dipl.-Phys. Uwe Flagmeyer und Herrn Dipl.-Phys. Klaus München, auch wenn beide nicht immer die adäquaten körperlichen Sparringspartner waren. Namentlich hervorheben möchte ich Herrn Dipl.-Phys. Patrick Buschmann, der durch zahlreiche ad hoc Maßnahmen (es war nicht nur der BTAG) zum Gelingen der vorliegenden Arbeit beigetragen hat.

Herzlich bedanken möchte ich mich bei meinen Eltern für die Unterstützung in der Zeit meines Studiums. Besonderer Dank gilt meiner Frau Annette und meinen Kindern Tim, Nina und Mats, die während der gesamten Zeit Geduld und Hilfe sowie Verständnis für die zahlreichen Abwesenheiten aufgebracht haben.